

DIRK KLÄSCHEN

**STRAHLENSEISMISCHE MODELLIERUNG
UNTER BERÜCKSICHTIGUNG VON
MEHRFACHDIFFRAKTIONEN
MIT HILFE DER EDGE-WAVES:
THEORIE UND ANWENDUNGSBEISPIELE**

GEOMAR
Forschungszentrum
für marine Geowissenschaften
der Christian-Albrechts-Universität
zu Kiel

Kiel 1996

GEOMAR REPORT 56

GEOMAR
Research Center
for Marine Geosciences
Christian Albrechts University
in Kiel

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät
der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
Zum Druck genehmigt am 7.2.1996

Redaktion der Serie: Gerhard Haass
Umschlag: Kerstin Kreis, Harald Gross,
GEOMAR Technologie GmbH

Managing Editor: Gerhard Haass
Cover: Kerstin Kreis, Harald Gross,
GEOMAR Technologie GmbH

GEOMAR REPORT
ISSN 0936 - 5788

GEOMAR REPORT
ISSN 0936 - 5788

GEOMAR
Forschungszentrum
für marine Geowissenschaften
D-24148 Kiel
Wischhofstr. 1-3
Telefon (0431) 600-2555, 600-2505

GEOMAR
Research Center
for Marine Geosciences
D-24148 Kiel / Germany
Wischhofstr. 1-3
Telephone (49) 431 / 600-2555, 600-2505

Inhaltsverzeichnis

Abstract	VII
Zusammenfassung	IX
1 Einleitung	1
1.1 Problemstellung	1
1.2 Kapitelübersicht	3
2 Seismische Modellierungstechniken	5
2.1 Analytische Methoden	7
2.2 Direkte Methoden	8
2.3 Strahlenmethoden	12
2.4 Feldfortsetzungsmethoden	21
2.5 Hybride Methoden	23
3 Der Edge-Wave-Algorithmus als Ergänzung zur Strahlenmethode	25
3.1 Der Edge-Wave-Algorithmus (EWA)	25
3.1.1 Lösung der Wellengleichung in der Umgebung der Schattengrenze	26
3.1.2 Der Bezug zur Fresnelzone	39
3.2 Methoden der Wellenfeldfortsetzung	49
3.2.1 Paraxiale, lineare und Zylinderwellen-Laufzeitapproximation für reguläre Wellenfelder	49
3.2.2 Laufzeitapproximationen für reguläre und diffraktierte Wellenfelder	56

4	Edge-Wave-Generierung mittels Wellenfeldattributen	59
4.1	Wellenfelddiskontinuitäten	60
4.1.1	Modellrestriktionen	61
4.1.2	Raycode-Erhaltung	62
4.2	Bestimmung der Modelldiskontinuitäten mit Hilfe von Wellenfeldattributen	62
4.2.1	Dynamische Wellenfelddiskontinuitäten	63
4.2.2	Kinematische Wellenfelddiskontinuitäten	64
4.2.3	Iterative Wellenfeldverfeinerung	68
4.3	Der Edge-Wave-Generator	70
4.3.1	Der Grenzschatenstrahl	70
4.3.2	Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone	71
4.3.3	Propagationsvorschrift der Edge-Waves	72
4.4	Kaustiken	72
4.5	Modifikation der Edge-Wave-Formulierung	74
5	Realisierung eines Strahlenprogramms unter Berücksichtigung von Mehrfachdiffraktionen	81
5.1	Realisierungsstruktur	81
5.1.1	Raycode der Wellenfeldverfeinerung	83
5.1.2	Raycodes der Edge-Waves	84
5.2	Mehrfach diffraktierte Diffraktionen	85
5.3	Abbruchkriterien	85
5.4	Die Wellenfeld-Synthese	86
6	Anwendungsbeispiele bei synthetischen Modellen	91
6.1	Die vertikale Stufe	92
6.2	Die Synklinal- und Antiklinalstruktur	111
6.3	Ein komplexes Strukturmodell	120

7	Anwendungsbeispiele bei realistischen Untergrundstrukturen	125
7.1	Sedimentäre Überschiebungszone westlich vor Oregon	125
7.2	Krustale Detachmentverwerfung westlich der iberischen Halbinsel	139
8	Diskussion und Ausblick	147
8.1	Die Modellparametrisierung	147
8.2	Wellenfeldanalyse und Identifizierung der Diffraktorpositionen	148
8.3	Grenzschatenstrahl und die Wellenfeldattribute der Diffraktionen	149
8.4	Ausblick	151
	Literaturverzeichnis	153

Abstract

Seismic modelling with the ray method is an efficient tool to calculate kinematic and dynamic wavefield attributes of wave propagation. The application of this method however is restricted because only regular raypaths following the reflection and transmission laws are considered.

An extension of the ray method for irregular raypaths and to include the dynamic attributes which describe the wavefield from subsurface discontinuities is formulated for simple subsurface discontinuities by the edge-wave theory. This theory assumes that model discontinuities have been identified by the user beforehand and limits the application to simple model structures.

In this contribution a method is developed to determine subsurface discontinuities by analysing the kinematic and dynamic wavefield attributes during the wavefield propagation. The analysis is based on the comparison of predicted and computed wavefield attributes. As the comparison is carried out at every subsurface boundary during the wave propagation, discontinuities in wavefields can be associated with discontinuities in the subsurface model. These model discontinuities are the source points for the diffracted rays. Other required parameters, which are needed by the edge-wave method, for instance the shadow and illuminated region, can be determined during the wave propagation. The threshold values which have to be given during this analysis procedure can be estimated from the modeled center frequency and the dynamic resolution.

Through the automatic generation of diffraction it is possible to determine from the first order diffracted wavefield the second order diffracted wavefield, so that multiple-diffraction arrivals are considered during the modelling. To terminate this self-generation process the dynamic attributes can be taken into account.

In the original edge-wave formulation only the dynamic attributes of the shadow boundary ray, the last ray in front of a model discontinuity, is used to calculate the dynamic attributes of diffraction. To guarantee that the dynamic attributes of the multiple-diffractions represent the subsurface structure, the edge-wave theory is modified so, that the dynamic attributes of the diffractions are calculated along their exact raypaths.

Synthetic models show, that through the automatic determination of diffraction loci by analysing the wavefield, a high accuracy of diffraction positioning is achieved even for

complex subsurface models. By comparison with FD calculations and modelling by the Kirchhoff theory it is recognized that the calculated diffraction coefficient in complex subsurface models is incorrect, because the required traveltime approximations do not consider the complexity of the true subsurface model.

A calculation of realistic synthetic seismograms is possible if the limitations of the ray method are not exceeded. This was obvious in the modelled realistic subsurface structures with high complexity. Inaccuracies in the modeled amplitudes occur if caustics exist through strong lateral velocity variations. This will be especially obvious if caustics exist near the observation location or near a model discontinuity.

Nevertheless this new method of ray synthetic modelling, taking multiple-diffractions into account by the theory of edge-waves, is an attractive and efficient method to calculate realistic synthetic seismograms. During the automatic localisation and generation of diffractions and multiple-diffractions a routine application is possible.

Zusammenfassung

Die seismische Modellierung mit Hilfe der Strahlenmethode ist ein effizientes Verfahren zur Bestimmung kinematischer und dynamischer Wellenfeldattribute der Wellenausbreitung. Der Anwendungsbereich dieser Methode wird jedoch beschränkt aufgrund der alleinigen Berücksichtigung von regulären Strahlenverläufen, welche den Reflexions- und Transmissionsgesetzen gehorchen.

Eine Erweiterung der Strahlenmethode für irreguläre Strahlverläufe unter Berücksichtigung der dynamischen Wellenfeldattribute, welche den diffraktierenden Wellenanteil an Modelldiskontinuitäten beschreibt, wird für einfach diffraktierende Strukturen durch den Edge-Wave-Algorithmus beschrieben. Diese Theorie setzt jedoch voraus, daß eine Modelldiskontinuität vom Anwender im voraus als solche identifiziert worden ist, und ermöglicht daher eine Anwendung nur auf sehr einfache Modellstrukturen.

In dieser Arbeit ist ein Verfahren entwickelt worden, welches aus der Analyse der kinematischen und dynamischen Wellenfeldattribute des propagierenden Wellenfeldes Wellenfelddiskontinuitäten detektiert. Diese Analyse basiert auf dem Vergleich von vorhergesagten und tatsächlich berechneten Wellenfeldattributen. Da diese Analyse während der Propagation für jede Grenzschicht im Untergrundmodell durchgeführt wird, können Unregelmäßigkeiten der Wellenfelder Diskontinuitäten im Modell zugeordnet werden. Letztere stellen die Quellpunkte der Edge-Waves dar. Durch die Analyse können ferner zusätzlich benötigte Parameter, die zur Beschreibung der Edge-Waves notwendig sind, wie z.B. die Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone, bestimmt werden. Die Detektionsschwellwerte, die für ein solches Analyseverfahren vorgegeben werden müssen, können aus der Hauptsignalfrequenz sowie dem dynamischen Auflösungsvermögen abgeschätzt werden.

Aus dem Wellenfeld der Diffraktionen erster Ordnung können mit dieser automatischen Generierung von Diffraktionen in analoger Weise Diffraktionen zweiter Ordnung aus dem diffraktierten Wellenfeld bestimmt werden, so daß Mehrfachdiffraktionen bei der Modellierung berücksichtigt werden können. Zur Terminierung dieses Selbstgenerierungsprozesses müssen die dynamischen Attribute der Wellenfelder hinzugezogen werden.

In der ursprünglichen Formulierung der Edge-Wave-Theorie werden die dynamischen Attribute der Diffraktionen nur von dem Grenzschattenstrahl des generierenden Wellenfeldes, dem letzten regulären Strahl vor einer Modelldiskontinuität, bei der Berechnung zugrunde ge-

legt. Um zu gewährleisten, daß die dynamischen Attribute der Mehrfachdiffraktionen die zu modellierende Untergrundstruktur repräsentieren, muß die Edge-Wave-Theorie dahingehend modifiziert werden, daß die dynamischen Attribute der Diffraktionen explizit entlang ihrer berechneten Strahlenwege zu berücksichtigen sind.

Anhand von synthetischen Modellen wird gezeigt, daß die automatische Lokationsbestimmung von Diffraktionen mittels der Wellenfeldanalyse eine hohe Genauigkeit auch bei komplexen Strukturmodellen zur Diffraktorpositionierung ermöglicht. Bei Vergleichen zu FD-Rechnungen und der Modellierung mit der Kirchhoff-Theorie wurde festgestellt, daß die berechneten Diffraktionskoeffizienten bei komplexen Lagerungsverhältnissen fehlerhaft sind, da die verwendeten Laufzeitapproximationen die wahren Lagerungsverhältnisse des Untergrundmodells nicht berücksichtigen.

Eine Berechnung von realistischen synthetischen Seismogrammen kann mit dieser Methode gewährleistet werden, sofern nicht der Gültigkeitsbereich der Strahlenmethode überschritten worden ist. Dies wurde besonders deutlich in den modellierten realistischen Untergrundstrukturen mit hoher Modellkomplexität. So können Unzulänglichkeiten bei der Amplitudenmodellierung von Edge-Waves entstehen, falls Kaustiken aufgrund starker lateraler Geschwindigkeitsvariationen vorliegen. Dies tritt besonders in Erscheinung, wenn Kaustiken nahe der Beobachtungsebene oder nahe einer Modelldiskontinuität auftreten.

Grundsätzlich muß die neu entwickelte Methode der strahlenseismischen Modellierung unter Berücksichtigung von Mehrfachdiffraktionen mit Hilfe der Edge-Waves als attraktive und effiziente Methode eingestuft werden, um realistische synthetische Seismogramme zu berechnen. Durch die automatisierte Lokalisierung und Generierung von Diffraktionen und Mehrfachdiffraktionen wird eine routinemäßige Anwendung ermöglicht.

1 Einleitung

Wenn die Wellen eines vorbeifahrenden Schiffes am Ufer ankommen, eine Übertragung eines Funksignals zwischen zwei Orten stattfindet oder ein Gebiet von einem Erdbeben erschüttert wird, haben diese sehr unterschiedlichen Phänomene alle ein gemeinsames Charakteristikum: die *Wellenausbreitung*. Die Wellenausbreitung beschreibt, wie sich ein Zustand von einem Ort im Raum zu einem späteren Zeitpunkt an einem anderen Ort im Raum fortgepflanzt hat.

Die Wellenausbreitung ist abhängig von den Eigenschaften des Mediums, in dem sich die Propagation vollzieht. So hängt z.B. die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen von der Dielektrizitätskonstante und der Permeabilität des Mediums ab, während die elastischen Wellen durch die elastischen Moduli und die Dichte des Mediums bestimmt werden. Aufgrund der Abhängigkeit der Wellenausbreitung von den Mediumseigenschaften treten Phänomene von *Reflexion* und *Brechung* bei dem Auftreffen der Welle auf eine Mediumsgrenze in Erscheinung.

Die Wellenphänomene, die bei Veränderungen der Mediumseigenschaften (Reflexion, Brechung, Polarisierung) sowie beim Auftreten von Hindernissen (Beugung, Streuung) während der Propagation als auch durch das Zusammenwirken von Wellen am gleichen Ort im Raum (Interferenz) auftreten, bestimmen die grundlegenden Eigenschaften der Wellenausbreitung.

1.1 Problemstellung

Als Hilfsmittel zur Beschreibung der Wellenausbreitung wird bei den *Strahlenmethoden* von der idealisierten Vorstellung eines ausgesandten Strahls mit einem Anfangsimpuls ausgegangen. Diese Methode der Wellenrepräsentation wird mathematisch durch die geometrische Optik beschrieben und ist in der Lage, die Wellenphänomene von Reflexion, Brechung, Polarisierung und Interferenz zu beschreiben. Trifft jedoch eine Welle auf ein lokales Hindernis - *eine Diskontinuität* -, so versagen die Strahlenmethoden, da die Welle eine Richtungsänderung am Hindernis erfährt (Beugung, Streuung). Diese Abweichung der Wellenausbreitung vom geometrischen Strahlengang wird durch *Diffractionen* beschrieben, welche sich vom Hindernis aus fortpflanzen.

Eine Theorie, die genau diesen Sachverhalt beschreiben kann, ist die *Edge-Wave-Theorie* (Kanten-Wellen-Theorie). Sie geht von einem ungestörten geometrischen Strahlengang aus und fügt an Diskontinuitäten zusätzlich Diffraktionen ein, die durch Interferenz mit den ungestörten Wellen das Wellenphänomen der Beugung beschreiben. Dabei werden Impulsverformungen und Amplitudenabnahme berücksichtigt.

In der Geophysik wird die Untergrundstruktur anhand der Wellenausbreitung charakterisiert, indem künstliche Wellenfelder erzeugt und ihre Ausbreitung registriert wird. Hier stellen Untergrunddiskontinuitäten, wie z.B. Verwerfungen und auskeilende Schichten, geologische Strukturen dar, welche bei einer Interpretation einen besonderen Stellenwert einnehmen, da sie durch die tektonische Aktivität der Erde verursacht werden.

In der modernen Digitalbearbeitung der gemessenen Daten werden immer häufiger Inversions- und Migrationsverfahren eingesetzt, um aus den beobachteten Daten eine Untergrundstruktur abzuleiten. Hier kann die Vorwärtsmodellierung dazu genutzt werden, die gewonnenen Erkenntnisse der Untergrundstruktur zu verifizieren. Methodische Untersuchungen an simulierten Wellenphänomenen sind ferner hilfreich, um grundsätzliche Charakteristika der Wellenausbreitung zu studieren.

Zur Simulation von Wellenfeldern mittels der Strahlenmethode werden sogenannte Makromodelle vorgegeben sowie Strahlen mit einem Anfangsimpuls ausgesandt, die sich nach den Reflexions- und Transmissionsgesetzen ausbreiten. Falls ein Strahl auf eine Modelldiskontinuität stößt, muß der Anwender dies visuell erkennen und die Edge-Waves aktivieren.

Dieses Grundprinzip wurde von *Rabbel (1987)* in dem Programmpaket Ray200 implementiert und einfachen Testrechnungen unterworfen. Trotz vielversprechender Ergebnisse an einfachen Modellkonfigurationen zeigte sich aber, daß eine routinemäßige Anwendung auf beliebig komplexe Untergrundmodelle aufgrund der visuellen Entscheidungsfindung sowie einer Vielzahl von Parameterübergaben nicht durchführbar war. So war z.B. eine exakte Kenntnis der Koordinaten der diffraktierenden Elemente sowie die Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone relativ zum primären Wellenfeld notwendig. Ferner mußte der Anwender die Propagationswege der diffraktierenden Strahlen manuell vorgeben. Neben diesen technischen Unzulänglichkeiten dieser Methode war auch die generelle wellentheoretische Fragestellung zu beantworten: Ist es möglich, diffraktierende Elemente modellunabhängig durch Analyse des primären Wellenfeldes zu detektieren und wenn ja, wie verhält sich der Edge-Wave-Algorithmus (EWA) bei Mehrfachdiffraktionen im Vergleich zu exakteren Modellierungsverfahren?

Aufgrund dieser Erfahrungen und Überlegungen war ein intelligentes Generierungsverfahren von Edge-Waves gesucht sowie eine anwendungsorientierte Realisierung der technischen und wellentheoretischen Probleme erwünscht.

1.2 Kapitelübersicht

Um das hier vorgestellte Modellierungsverfahren in die große Vielfalt der Modellierungstechniken einordnen zu können, wird im *zweiten Kapitel* zunächst ein Überblick über die seismischen Modellierungsmethoden gegeben. Nach einer kurzen Einführung der Beschreibung und Ausbreitung seismischer Wellen im elastischen Medium werden dann die wichtigsten Klassen von Modellierungsverfahren vorgestellt, wobei die Strahlenmethoden ausführlicher behandelt werden, da sie die Grundlage dieser Arbeit bilden.

Im *dritten Kapitel* wird der EWA vorgestellt, welcher als Ergänzung zur Strahlenmethode angesehen werden muß. Nachdem die Motivationsgründe, die zur Bildung des EWA führten, erläutert wurden, werden die mathematischen Grundlagen beschrieben und die Beziehung des Edge-Wave-Diffraktionskoeffizienten zur Fresnelzone aufgezeigt. Aufgrund der Parametrisierung des Diffraktionskoeffizienten anhand von "nicht real existierenden" Laufzeiten, werden unterschiedliche Laufzeitapproximationsverfahren vorgestellt und analysiert.

Um den EWA routinemäßig in beliebig komplexen Modellen anwenden zu können, wird im *vierten Kapitel* ein neuartiges Verfahren vorgestellt, welches anhand der Analyse des propagierenden Wellenfeldes eine Zuordnung von Wellenfelddiskontinuitäten und Modelldiskontinuitäten ermöglicht. Um eine Modellierung von Mehrfachdiffraktionen mit Hilfe des Edge-Wave-Ansatzes durchzuführen, wird anschließend eine Modifikation der Edge-Wave-Formulierung vorgestellt, die die dynamischen Attribute der Diffraktionen explizit berücksichtigt.

Wie die Einbindung der Wellenfeldanalyse mit einer automatisierten Edge-Wave-Generierung in ein bestehendes Strahlenprogramm erfolgte, wird im *fünften Kapitel* gezeigt. Da nahezu keinerlei Unterschiede bei der Parametrisierung zwischen dem primären Wellenfeld und dem aus diesem Wellenfeld generierten diffraktierten Wellenfeld vorliegt, können Mehrfachdiffraktionen erzeugt werden.

Anhand von drei synthetischen Modellen wird im *sechsten Kapitel* die automatisierte Edge-Wave-Generierung veranschaulicht. Dazu wird das Modell einer vertikalen Stufe in einem akustischen Medium, welches die Berechnung von Mehrfachdiffraktionen notwendig macht, als auch eine Abfolge von Synklinal- und Antiklinalstrukturen im elastischen Medium den Ergebnissen von FD-Rechnungen sowie der Modellierung mit Hilfe der Kirchhoff-Theorie gegenübergestellt. Abschließend wird ein erstes Anwendungsbeispiel gezeigt, bei dem mittels eines Migrationsverfahrens ein synthetisch berechneter Datensatz invertiert wurde.

Welche Ergebnisse mit dem EWA bei realistischen Modellstrukturen erzielt werden, wird im *siebten Kapitel* gezeigt. Dabei werden im ersten Beispiel anhand einer ausgewählten Reflexionsstruktur in einem Modell mit hoher Komplexität die Unzulänglichkeiten, die bei

dieser Modellierungstechnik auftreten können, veranschaulicht und analysiert. Im zweiten Beispiel wird für ein Modell mit moderater Komplexität eine vollständige Akquisitionsgometrie simuliert und mit den realen Daten verglichen.

Im letzten *Kapitel* werden die Vorzüge, Einschränkungen und mögliche Erweiterungen diskutiert sowie Anwendungsbereiche dieser Modellierungstechnik vorgestellt.

2 Seismische Modellierungstechniken

Einleitend zu der folgenden Arbeit soll zunächst ein Überblick über die unterschiedlichen Modellierungstechniken gegeben werden. Hierbei wird nicht der Anspruch der Vollständigkeit erhoben, da eine Fülle von Arbeiten in dieser Richtung ständig Gegenstand der Forschung sind. Vielmehr werden einige Klassen aufgezeigt, die je nach Aufgabenstellung und Genauigkeit ihre Vorzüge und Nachteile haben. Etwas ausführlicher werden die Strahlenmethoden beschrieben, da sie die Grundlage dieser Arbeit bilden. Das Finite-Differenzen-Verfahren als Repräsentant der direkten Methoden sowie die Kirchhoffsummation bei den Feldfortsetzungsmethoden bilden einen weiteren Schwerpunkt, da diese später zu Vergleichsrechnungen herangezogen werden.

Grundsätzlich läßt sich jedoch zusammenfassen, daß die *analytischen Methoden* (Kap. 2.1) den höchsten Anspruch von Genauigkeit beinhalten und zur Überprüfung von Approximationsverfahren herangezogen werden, die die Bewegungsgleichungen numerisch lösen. Allerdings beschränken sich diese Methoden auf einfache Modellkonfigurationen.

Die *direkten Methoden* (Kap. 2.2) erfüllen eine hohe Genauigkeit auch für komplexe Lagerungsverhältnisse, jedoch sind sie sehr rechenzeitintensiv und erfordern eine gute Kenntnis in der Wellenausbreitung, um die Ergebnisse zu deuten bzw. zu interpretieren. Dies liegt darin begründet, daß man die Wellenantwort des vollständigen Modells als Gesamtergebnis erhält und sich nicht Einzelereignisse herausgreifen lassen.

Die *Strahlenmethoden* (Kap. 2.3), auch strahlenseismischen Verfahren genannt, sind Näherungslösungen oder Teillösungen der Bewegungsgleichung und gehen aus der Hochfrequenzapproximation hervor. Sie sind sehr schnell und effektiv und können im Gegensatz zu den direkten Methoden Einzelereignisse aus einem komplexen Modell separat berechnen. Deshalb werden sie meist für Interpretationsaufgaben herangezogen. Bei komplexen Lagerungsverhältnissen unterliegen diese Methoden jedoch Einschränkungen aufgrund der oben genannten Hochfrequenzapproximation. Es gibt mehrere Ansätze diese Unzulänglichkeiten zu überwinden, wie es auch diese Arbeit zum Ziel hat.

Die *Feldfortsetzungsmethoden* (Kap. 2.4), unter die auch die Kirchhoffsummation fällt, sind Verfahren, die trotz einer Hochfrequenzapproximation gute Ergebnisse auch bei komplexen Lagerungsverhältnissen liefern und auf dem klassischen Prinzip der Huygensschen Elementarwellen basieren.

Zum Schluß müssen die *Hybrid-Methoden* (Kap. 2.5) erwähnt werden, welche versuchen unterschiedliche Modellierungsverfahren zusammenzufügen. Die Auswahl der Verfahren wird in Abhängigkeit der Modellkomplexität vorgenommen, um das charakterische Verhalten von Genauigkeit und Rechenzeit der individuellen Modellierungstechniken auszunutzen.

Ausgangspunkt für alle Methoden ist die Beschreibung und Ausbreitung seismischer Wellen, d.h. Transport von Energie und Impuls, in einem elastischen Medium. Infinitesimale Verschiebungen und Spannungen werden über die lineare Beziehung des Hooke'schen Gesetzes mit der Spannung-Dehnungs-Beziehung verknüpft. Daraus gehen letztendlich die elastodynamischen Bewegungsgleichungen hervor, die eine vollständige Beschreibung der Bewegungsvorgänge im Medium angeben.

Die Bewegungsvorgänge im Material werden von 21 ortsabhängigen elastischen Parametern bestimmt, und es wäre vermessen, diese Gleichungen lösen zu wollen. Es gilt nun, Vereinfachungen derart vorzunehmen, daß die approximierten Lösungen zur Beschreibung der Wellenausbreitung den Vorgängen in der Natur nahekommt, ohne wichtige Bewegungsvorgänge auszuschließen. Eine Annahme, die die Komplexität der Bewegungsgleichung erheblich reduziert, ist die der Isotropie, d.h. der Unabhängigkeit der elastischen Eigenschaften von der Orientierung des Körpers im Raum. Damit reduziert sich die Zahl der elastischen Parameter auf zwei Konstanten λ und μ , die als Lamé'sche Konstanten bekannt sind. Anisotropes Materialverhalten ist zur Zeit ein sehr aktuelles Forschungsgebiet, sowohl innerhalb der Modellierungstechnik, als auch bei in situ Messungen. Hier kann die Modellierungstechnik wichtige Informationen geben, die oft nur Sonderfälle von Anisotropie, wie die transversale Isotropie, berücksichtigt.

Die Bewegungsgleichung im inhomogenen, isotropen, elastischen zweidimensionalen Medium lautet in kartesischen Koordinaten:

$$\begin{aligned}\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial x} \left[\lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + f_x \\ \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= \frac{\partial}{\partial z} \left[\lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + f_z\end{aligned}\quad (2.1)$$

wobei ρ die Dichte, λ und μ die Lamé'schen Konstanten, u und w die Horizontal- bzw. Vertikalverschiebung ist und f_x bzw. f_z einer Volumenkraft entspricht, die im allgemeinen die seismische Quelle repräsentiert. Einschränkungen bezüglich der Bewegungsgleichung werden in den angesprochenen Methoden in den folgenden Unterkapiteln weiter behandelt.

Die mathematischen Berechnungen zur Beschreibung der physikalischen Prozesse werden immer komplexer und aufwendiger mit steigendem Anspruch bezüglich der gewünschten

Genauigkeit. Sie setzen tiefgreifende Kenntnisse in der Numerik und Analytik voraus. Um eine geforderte Fragestellung effizient zu beantworten sollte sich ein Dateninterpret jedoch zumindest der Voraussetzungen, Anwendbarkeit und Beschränkungen der jeweiligen Methoden vergegenwärtigen, da in der Regel mehrere Modellierungsverfahren zur Verfügung stehen.

2.1 Analytische Methoden

Die Lösung der Bewegungsgleichung läßt sich nur für sehr einfache Modelle, wie homogene Medien und söhlige Lagerung, in geschlossener Form angeben (Alford *et al.*, 1974). Dies liegt darin begründet, daß sich die Bewegungsgleichungen für ein homogenes Medium in zwei unabhängige Wellengleichungen zerlegen lassen. Die eine beschreibt den Kompressionsanteil der Verschiebung mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit $\alpha = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho}$, und ist von dem Scherwellenanteil mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit $\beta = \sqrt{\mu / \rho}$ entkoppelt. Dies gilt, falls kein Geschwindigkeitsgradient vorliegt. An einer Grenzfläche von zwei homogenen Medien mit unterschiedlichen elastischen Parametern tritt eine Kopplung von Kompressions- und Scherwellen ein, die die Bedingungen der Stetigkeit von Spannungen und Verschiebungen erfüllen müssen. Geschwindigkeitsgradienten werden durch eine Vielzahl von homogenen Schichten mit Diskontinuitäten erster Ordnung approximiert. Zur Vereinfachung der Lösungen der Bewegungsgleichungen werden sehr häufig Integraltransformationen durchgeführt, die einerseits zum Ziel haben, eine teilweise Separierung der Variablen zu erreichen, und andererseits die Berechnungen von räumlichen und zeitlichen Ableitungen zu vereinfachen. Aus den Lösungen der transformierten Gleichungen erhält man die Lösung der Ausgangsgleichung durch die inverse Transformation. Zum Beispiel ist die zeitliche Ableitung einer Funktion $h(t)$ gleich einer Multiplikation der Funktion $H(\omega)$ mit $i\omega$ im Frequenzbereich, wobei $H(\omega)$ der Fouriertransformierten von $h(t)$ entspricht.

Eine der klassischen Methoden, die dieses Prinzip beinhaltet, ist die *Reflektivitätsmethode*, die eine Wellenzahlintegration im Frequenzbereich beinhaltet (Müller, 1985). Hier gibt es eine Vielzahl von Modifikationen bezüglich der Realisierung zur Bestimmung der Reflektivitäts- und Transmissivitätsmatrizen. So gibt es den Matrizenformalismus, die rekursive Methode und die direkte Methode, wobei die letztere den höchsten Anspruch auf Genauigkeit erhebt. Ein Vergleich dieser drei Verfahren sind in Kunerth (1990) diskutiert. Ein Anwendungsbeispiel der Reflektivitätsmethode für refraktion- und reflexionsseismische Messungen wurde von Wenzel *et al.* (1987) zur Modellierung einer laminierten Unterkruste vorgestellt.

2.2 Direkte Methoden

Die direkten Methoden sind die am meisten verwendeten Modellierungsverfahren, da sie keiner Einschränkung hinsichtlich der Modellkomplexität unterliegen. Hier wird die Untergrundstruktur durch ein numerisches Gitter repräsentiert, wobei die Bewegungsgleichung vollständig ohne Beschränkung durch speziellen Lösungstypen auf diesen Gitterpunkten numerisch gelöst wird.

In der Realisierung zeichnen sich die *Spektral-Methoden*, wie die *Fourier-Methode* und die *Tschebyscheff-Methode*, durch eine höhere Genauigkeit und eine geringere Diskretisierung gegenüber den *Finite-Differenzen-Methoden* aus. So ist es zur Vermeidung von Gitterdispersion nötig für FD-Methoden 10-20 Gitterpunkte pro Wellenlänge zu diskretisieren, während die Fourier-Methode mit nur zwei Gitterpunkten pro Wellenlänge auskommt, was selbstverständlich zu einer erheblichen Speicherplatzverringerung führt. Hier liegt zur Zeit das eigentliche Realisierungsproblem. Diese Methoden können die Bewegungsgleichungen direkt ohne physikalische Approximationen lösen, zum Beispiel in Medien mit anisotropen Eigenschaften im dreidimensionalen Fall. Jedoch werden hier bei realistischen Modellgrößen die heutigen Grenzen der Computertechnik schon erreicht. Ein Nachteil dieser Methoden ist die Interpretierbarkeit der erhaltenen synthetischen Seismogramme. Bei komplexen Lagerungsverhältnissen erhält man die vollständige Wellenantwort, d.h. sowohl Kompression- und Scherwellen, Grenzflächenwellen, diffraktierte- und konvertierte Wellen und für all diese die dazugehörigen Multiplen und Mehrfachmultiplen der primären Wellen. Das erhaltene Seismogramm ist sehr schwer zu interpretieren, insbesondere wenn man nur an einer Detaillösung interessiert ist und diese durch Wellenfelder anderer Strukturen überlagert wird. Hier können Momentaufnahmen des Wellenfeldes, sogenannte "snapshots", bei der Identifizierung der Einsätze im Seismogramm Abhilfe schaffen.

Randbedingungen, die sich durch die endliche Ausdehnung des numerischen Gitters ergeben, bilden einen weiteren Problemkreis. Einerseits ist man bestrebt, die "künstliche" Begrenzung des Modells durch absorbierende Ränder zu ersetzen, um Reflexionen von den Modellgrenzen zu eliminieren. Andererseits bildet die freie Oberfläche eine "reale" Begrenzung, die zu Wellenphänomenen führt, die von entscheidender Wichtigkeit beim synthetischen Seismogramm sein können, so zum Beispiel bei Konversionen an der freien Oberfläche oder Dispersionseigenschaften der Oberflächenwellen. Die Fourier-Methode mit ihrem periodischen Charakter ist ungeeignet, die freie Oberfläche exakt zu beschreiben, während die künstlichen Ränder mit einer Gewichtsfunktion überlagert werden können, die die störenden Einflüsse unterbindet. Hier bietet die Tschebyscheff-Methode Vorzüge. Da sie nicht-periodisch, ist können hier die Randbedingungen der freien Oberfläche implementiert

werden. Insbesondere wenn diese noch Inhomogenitäten einschließt, bietet diese Modellierungstechnik Vorzüge (Teßmer, 1990).

Während man bei den spektralen Methoden für die räumlichen Ableitungen eine Fourier- bzw. Tschebyscheff-Zerlegung zugrundelegt und bei der zeitlichen Ableitung auf Differenzen-Verfahren (Zeitintegration) zurückgreift, werden bei den FD-Verfahren die Ortsableitungen und die Zeitintegration durch Differenzengleichungen gelöst. Allgemein gebräuchlich sind für die räumlichen Ableitungen Approximationen zweiter oder vierter Ordnung. Für die Zeitintegration werden aufgrund von Speicherplatzanforderungen Approximationen zweiter Ordnung verwendet. Neuere Arbeiten bieten für diese Integration auch alternative Approximationen, wie das Tal-Ezer-Verfahren (Tal-Ezer *et al.*, 1987) oder die REM-Zeitintegration (Rapid Expansion Method) nach Kosloff *et al.* (1989), wobei in der Realisierung Taylor-, Tschebyscheff- oder Legendre-Entwicklungen zur Verfügung stehen (Teßmer, 1990).

Sind Raum und Zeit mit Intervalllängen Δx , Δz und Δt diskretisiert und stellt u die Verschiebung am Punkt $(m\Delta x, n\Delta z)$ zur Zeit $(k\Delta t)$ mit ganzzahligen m, n, k dar, so ist die Schreibweise:

$$u(m\Delta x, n\Delta z, k\Delta t) = u(m, n, k) . \quad (2.2)$$

Die erste und die zweite Ableitung in x-Richtung lautet für Approximationen zweiter Ordnung nach Korn (1991):

$$\frac{\partial u(m, n, k)}{\partial x} \approx \frac{1}{2\Delta x} [u(m+1, n, k) - u(m-1, n, k)] \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial^2 u(m, n, k)}{\partial x^2} \approx \frac{1}{\Delta x^2} [u(m+1, n, k) - 2u(m, n, k) + u(m-1, n, k)] . \quad (2.4)$$

Diese Approximation entspricht einer parabolischen Interpolation zwischen zwei Stützstellen $m+1$ und $m-1$. In der Realisierung wird diese Gleichung nach $m+1$ aufgelöst, um einen expliziten Algorithmus zu erhalten. Gebräuchlich sind auch sehr häufig Approximationen vierter Ordnung für die Ortsableitungen, welche eine höhere Genauigkeit durch geringere Abschneidefehler besitzen. Diese sind jedoch mit einem erhöhten Rechenaufwand verbunden, da hier auf Stützstellen von $m+2$, $m+1$, $m-1$ und $m-2$ zurückgegriffen wird. Die erste und zweite Ableitung einer Approximation vierter Ordnung lauten:

$$\frac{\partial u(m, n, k)}{\partial x} \approx \frac{1}{12\Delta x} [-u(m+2, n, k) + 8u(m+1, n, k) - 8u(m-1, n, k) + u(m-2, n, k)] \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial^2 u(m, n, k)}{\partial x^2} \approx \frac{1}{12\Delta x^2} [-u(m+2, n, k) + 16u(m+1, n, k) - 30u(m, n, k) + 16u(m-1, n, k) - u(m-2, n, k)] . \quad (2.6)$$

Betrachtet man die Bewegungsgleichungen für ein zweidimensionales elastisches Medium, bestehend aus zwei s hlig homogenen Schichten, so erhält man hier zwei gekoppelte partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung, die die Kompressionswelle (*P*) und vertikal polarisierte Scherwelle (*SV*) beschreiben. Die horizontal polarisierte Scherwelle (*SH*) kann vernachlässigt werden, da sie nicht mit der *P*- und *SV*-Welle gekoppelt ist.

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= (\lambda + 2\mu) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial z} \right) \\ \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= (\lambda + 2\mu) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial z} \right) . \end{aligned} \quad (2.7)$$

Für die horizontale Verschiebung *u* und vertikale Verschiebung *w* erhält man dann nach *Ottaviani (1971)* für die Zeit *k* + 1 :

$$\begin{aligned} u(m, n, k+1) &= 2u(m, n, k) - u(m, n, k-1) \\ &\quad + F^2 [u(m+1, n, k) - 2u(m, n, k) + u(m-1, n, k)] \\ &\quad + F^2 (1 - \gamma^2) [w(m+1, n+1, k) - w(m+1, n-1, k) \\ &\quad - w(m-1, n+1, k) + w(m-1, n-1, k)] / 4 \\ &\quad + F^2 \gamma^2 [u(m, n+1, k) - 2u(m, n, k) + u(m, n-1, k)] \\ w(m, n, k+1) &= 2w(m, n, k) - w(m, n, k-1) \\ &\quad + F^2 [w(m, n+1, k) - 2w(m, n, k) + w(m, n-1, k)] \\ &\quad + F^2 (1 - \gamma^2) [u(m+1, n+1, k) - u(m+1, n-1, k) \\ &\quad - u(m-1, n+1, k) + u(m-1, n-1, k)] / 4 \\ &\quad + F^2 \gamma^2 [w(m+1, n, k) - 2w(m, n, k) + w(m-1, n, k)] , \end{aligned} \quad (2.8)$$

wobei $\gamma = \beta / \alpha$ das Verhältnis zwischen *S*- und *P*-Wellengeschwindigkeit bestimmt, $\beta = \sqrt{\mu / \rho}$, $\alpha = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho}$ und der Courant-Zahl $F = \alpha \Delta t / h$ mit $h = \Delta x = \Delta z$. Eine Approximation zweiter Ordnung für den allgemeinen inhomogenen Fall mit geneigten Grenzflächen entsprechend Gl.(2.1) ist in *Kelly et al. (1976)* beschrieben.

Durch die explizite Darstellung der Verschiebung, die durch die Anfangsbedingungen von den ersten zwei aufeinander folgenden Zeitpunkten abhängt, ist es hier möglich von Gitterpunkt zu Gitterpunkt beliebige Funktionen von α , β und ρ zu realisieren, und somit eine nahezu unbegrenzte Anzahl von Modellkonfigurationen zu erlauben. Bezüglich des Randwertproblems stehen unterschiedliche Realisierungen zur Verfügung. Basierend auf Paraxialapproximationen der Wellengleichung wird zum Beispiel versucht, eine Trennung zwischen dem nach innen und nach außen laufenden Wellenfeld durchzuführen. Eine vollständige Absorbierung bietet jedoch keine Methode, so daß weitere Arbeiten auf diesem Gebiet zu erwarten sind.

Die Stabilitätsbedingung für eine FD-Methode wird dadurch beschrieben, daß die Laufzeitdifferenz zu analytischen Methoden bei wachsender Laufzeit begrenzt bleibt, andernfalls würde das Wellenfeld numerisch "explodieren". Eine Ungleichung, die in diesem Zusammenhang erfüllt sein muß, gilt strenggenommen nur für homogene Medien und lautet:

$$\frac{\Delta t}{h} \leq \frac{1}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} . \quad (2.9)$$

Für inhomogene Medien ist darauf zu achten, daß diese Ungleichung durch die maximal auftretende Geschwindigkeit bestimmt wird. *Mitchel (1969)* zeigt, daß im rein akustischen zweidimensionalen Fall für Approximationen zweiter Ordnung Stabilität dann vorliegt, wenn für die Courant-Zahl gilt:

$$F \leq \frac{1}{\sqrt{2}} . \quad (2.10)$$

Für Approximation vierter Ordnung muß entsprechend gelten:

$$F \leq \sqrt{\frac{3}{8}} . \quad (2.11)$$

Instabilitäten, die sich einmal an Stützstellen gebildet haben, werden selbstverständlich bei weiteren Zeitschritten mitgeführt. Desweiteren führen Fehler, die sich durch die Differenzenapproximation ergeben, dazu, daß sich die seismischen Wellen mit richtungsabhängiger Geschwindigkeit ausbreiten (numerische Anisotropie). Diese Effekte werden unter dem Begriff Gitterdispersion beschrieben. Vergleiche zwischen FD- und Fourier-Methoden bezüglich der Dispersionsrelation, die den Zusammenhang zwischen der Kreisfrequenz ω und der Wellenzahl k bestimmt, zeigen zum Beispiel, daß bei den Fourier-Methoden keine rich-

tungsabhängige Dispersion vorhanden ist (Teßmer, 1990). So gilt für ein zwei dimensionales Differenzenschema zweiter Ordnung im akustischen Fall:

$$\omega(k) = \frac{2}{\Delta t} \arcsin \left(\frac{\alpha \Delta t}{h} \sqrt{\sin^2 \left(\frac{hk_x}{2} \right) + \sin^2 \left(\frac{hk_z}{2} \right)} \right) \quad (2.12)$$

und für eine räumliche Fourier-Differentiation mit FD-Zeitintegral:

$$\omega(k) = \frac{2}{\Delta t} \arcsin \left(\frac{\alpha \Delta t}{2} \sqrt{k_x^2 + k_z^2} \right) \quad (2.13)$$

mit $k_x = k \cos \vartheta$, $k_z = k \sin \vartheta$ und ϑ gleich dem Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung und der x-Achse. Es gilt dann für den FD-Fall:

$$\omega(k) = \frac{2}{\Delta t} \arcsin \left(\frac{\alpha \Delta t}{h} \sqrt{\sin^2 \left(\frac{hk \cos \vartheta}{2} \right) + \sin^2 \left(\frac{hk \sin \vartheta}{2} \right)} \right) \quad (2.14)$$

und für den Fourier-Fall:

$$\omega(k) = \frac{2}{\Delta t} \arcsin \left(\frac{\alpha \Delta t k}{2} \right), \quad (2.15)$$

welcher somit keine numerische Anisotropie zeigt.

2.3 Strahlenmethoden

Diese sehr anschaulichen Methoden bestehen auf der idealisierten Vorstellung eines ausgesendeten Strahls mit einem Anfangsimpuls und dessen Beschreibung im Medium durch Laufweg und Laufzeit (kinematisches Raytracing) und dessen Impulsverformung durch Schichtgrenzen und dessen Amplitudenabnahme (dynamisches Raytracing). Die zugehörige mathematische Beschreibung kann aus der geometrischen Optik übertragen werden. Um ein vollständig synthetisches Seismogramm für einen Beobachtungspunkt zu erhalten, werden von einer Quelle Strahlen mit unterschiedlichen Abgangswinkeln in das Medium gesendet. Eine vollständige Repräsentation des Wellenfeldes erhält man wenn alle möglichen Wellenarten vom Interpreten durch vorgegebene Strahlenwege mit Hilfe von "Raycodes" erzeugt worden sind. Dieses birgt die Gefahr, signifikante Wellenfelder unberücksichtigt zu lassen,

aber andererseits ermöglicht es, einzelne Einsätze im synthetischen Seismogramm separat zu betrachten und durch den Strahlenverlauf im Medium zurückzuverfolgen.

Ausgehend von der Bewegungsgleichung (2.1) wird hier zur Lösung ein Ansatz für die Vektorverschiebung $\underline{u}(x, t)$ angesetzt:

$$\underline{u} = e^{-i\omega(t-\tau)} \sum_{n=0}^{\infty} \underline{U}^{(n)} (-i\omega)^{-n}, \quad (2.16)$$

wobei $i = \sqrt{-1}$, ω = Kreisfrequenz, τ = Eikonal (oder auch Laufzeit oder Phase).

Für sehr hohe Frequenzen erhält man die Approximation nullter Ordnung, auch "leading terms of the ray series" genannt:

$$\underline{u} = \underline{U} e^{-i\omega(t-\tau)} \quad (2.17)$$

mit $\underline{U} = \underline{U}^{(0)}$. Die Funktionen $\underline{U}(x)$ und $\tau(x)$ sind bei dieser Approximation unabhängig von der Frequenz, was eine Reihe von Restriktionen mit sich führt. Zum Beispiel ist die Modellierung von Oberflächenwellen, die frequenzabhängige Phasengeschwindigkeiten besitzen, nicht möglich.

Setzt man den Lösungsansatz von Gl.(2.17) in die Bewegungsgleichung ein und behält nur die höchste Frequenz von ω bei, erhält man die Eikonalgleichung:

$$(\text{grad}\tau)^2 = 1 / c^2 \quad (2.18)$$

mit $c = \alpha$ oder β , wobei der Vektor $\text{grad}\tau$ senkrecht auf der Wellenfront $\tau = \text{const}$ steht, also in Strahlrichtung, und den Betrag $1/c$ hat. Für $c = \alpha$ bzw. $c = \beta$ erhält man zwei unabhängige Wellenfronten, entsprechend der Wellentypen für Kompressions- und Scherwellen, die vollständig separiert sind. Während die P -Wellen linear in Strahlrichtung polarisiert sind liegt elliptische Polarisation senkrecht dazu für die S -Wellen vor.

Durch Parametrisierung des Strahls mit der Ortskurve $\underline{x}(s)$, wobei s die Bogenlänge entlang des Strahls beschreibt, erhält man die Strahlgleichung:

$$\frac{d\underline{x}}{ds} = c \text{grad}\tau. \quad (2.19)$$

Diese Gleichung ist in Übereinstimmung mit dem Fermat-Prinzip, das besagt, daß der Strahl denjenigen Weg s zwischen zwei Orten A und B geht, für den die Laufzeit τ :

$$\tau = \int_A^B \frac{l}{c} ds \quad (2.20)$$

stationär ist, also einen minimalen oder maximalen Wert annimmt. Durch Variationsrechnungen (Rabbel, 1987) erhält man letztendlich ein lineares Differentialgleichungssystem, das Raytracing-System:

$$c^2 \underline{p} = \frac{d\underline{x}}{d\tau} \quad \text{und} \quad \frac{d\underline{p}}{d\tau} = -\frac{l}{c} \text{grad} c, \quad (2.21)$$

wobei die Komponenten des 'slowness'-Vektors p_i definiert sind als:

$$p_i = \frac{l}{c} \frac{dx_i}{ds}. \quad (2.22)$$

Mit vorgegebenen Anfangsbedingungen, wie Quellposition \underline{x}_0 und Strahlrichtung \underline{p}_0 , kann dieses Gleichungssystem numerisch gelöst werden, sofern die Geschwindigkeitsfunktion überall stetig differenzierbar ist.

Diskontinuitäten, wie Schichtgrenzen und damit verbundene Richtungsänderungen von $\underline{p}(x)$ müssen nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz berücksichtigt werden. Um die numerische Integration und die Strahlberechnung zu beschleunigen, können analytische Lösungen angegeben werden, sofern die Geschwindigkeitsfunktion innerhalb eines Modellsegments einem linearen Gesetz folgt wie:

$$c_0 = c_0 + ax + bz. \quad (2.23)$$

Hier verlaufen die Strahlen auf Kreisbögen bzw. auf Geraden wenn $a = b = 0$ (Gurwitsch, 1970; Gebrande, 1976), wobei jetzt nur noch die Schnittpunkte des durchlaufenden Segments bestimmt werden müssen mit der zugehörigen Laufzeit. Somit können große Modelleinheiten mit geometrischen Berechnungen einfach und schnell bestimmt werden. Diese Raytracing-Verfahren laufen unter den Namen "cell-raytracing" oder "boundary-raytracing" (Lafond & Levander, 1990), da alle gesammelten Informationen des berechneten Strahls auf wenige Grenzflächen beschränkt sind.

Die ausgesandten Strahlen von einer Quelle treffen in den seltensten Fällen die gewünschten Empfängerposition. Hier gibt es verschiedene Verfahren, allg. "two point raytracing" genannt, den zugehörigen Abgangswinkel eines Strahls zu einem Beobachtungsort zu bestimmen. Die "shooting-method" oder "trial and error-method" bestimmt durch versuchsweises Schießen die

Abgangswinkel für eine gewünschte Empfängerposition, während die "bending-method" durch die Perturbation eines Versuchsstrahls den stationären Strahl einer Empfängerposition zu bestimmen versucht (Farra, 1990).

Bei der praktischen Anwendung zeigt sich, daß die "shooting-method" befriedigende Ergebnisse liefert, wenn die Strahlendichte hoch ist und eine einfache lineare Interpolation zwischen berechneten Laufzeitpunkten durchgeführt wird. Eine Gefahr bei dieser Interpolationsmethode besteht darin, benachbarte Laufzeitpunkte miteinander zu verbinden, die unterschiedlichen Wellenphänomenen angehören, sofern diese nicht durch separates Schießen von Abgangswinkelbereichen getrennt worden sind. Dieses Problem konnte erfolgreich gelöst werden und wird in Kap.(4) ausführlich beschrieben.

Um nicht nur Laufzeitinformation zu erhalten, sondern auch Amplituden und Impulsverformungen zu kennen, müssen die dynamischen Größen betrachtet werden. Hierzu gibt es weitreichende Literatur (Červený *et al.*, 1977; Červený, 1985, 1989; Rabbel, 1987). Der Ausgangspunkt für die Amplitudenberechnung ist die sogenannte Transportgleichung. In strahlzentrierten Koordinatensystem lautet sie:

$$\frac{dU}{ds} = \frac{1}{2}U \left[c \nabla^2 \tau + \frac{d}{ds} \ln(\rho c^2) \right] = 0. \quad (2.24)$$

Diese Differentialgleichung kann gelöst werden mit:

$$U(s) = \sqrt{\frac{c(s_0)\rho(s_0)J(s_0)}{c(s)\rho(s)J(s)}} U(s_0), \quad (2.25)$$

wobei $J(s)$ als *spreading*-Funktion bezeichnet wird.

Diese Gleichung ermöglicht die Berechnung der Amplitude entlang eines Strahls am Punkt s , wenn diese zu einem früheren Zeitpunkt s_0 bekannt ist.

Grundsätzlich werden diese Amplituden jedoch durch die Grenzflächen der Schichtpakete im Medium mit den zugehörigen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten, sowie der geometrischen Amplitudenabnahme ("geometrical spreading") in einem kontinuierlichen Medium bestimmt.

Aufgrund der Hochfrequenzapproximation ist die Annahme berechtigt, die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten für ebene Grenzflächen und einfallenden ebenen Wellenfronten mit Hilfe der Zoeppritz'schen Gleichungen (Stetigkeit von Verschiebungen und Spannungen) zu berechnen.

Zur Bestimmung der geometrischen Amplitudenabnahme \sqrt{J} stehen mehrere Möglichkeiten zur Verfügung. Anschaulich entspricht sie der Variation des Querschnitts eines

Strahlenbündels beim Durchlaufen eines Mediums. Da keine Energie aus diesem Strahlenbündel hinaus diffundieren darf, bestimmt der Querschnitt des Oberflächenelements die Strahlamplitude. Je größer der Querschnitt desto kleiner werden die Strahlamplituden entlang des Strahlenweges. Hier gibt es wieder numerische und analytische Lösungen, die unter anderen von den Anfangsbedingungen, d.h. dem Quelltyp, abhängen. Bei den numerischen Methoden muß für das Geschwindigkeitsgesetz die zweite Ableitung nach der zweiten Strahlkoordinate n existieren (Červený & Pšenčík, 1984). Für lineare Geschwindigkeitsgesetze kann man analytische Lösungen angeben, die sich entweder aus der Determinante der Transformationsmatrix von strahlzentrierte in kartesische Koordinaten ergibt, oder aus den komplexen Größen $p(s)$ und $q(s)$, die die Fundamentallösung des dynamischen Raytracing-Systems bilden (Rabbel, 1987).

Zur vollständigen Beschreibung einer gewünschten Strahlamplitude mit dem Raytracing-Verfahren müssen noch Konversionskoeffizienten an der freien Oberfläche, Inzidenz- und Abstrahlcharakteristik und Phasendrehungen um $\pi/2$ bei jeder vom Strahl durchlaufenden Kaustik berücksichtigt werden. Eine ausführliche Beschreibung mit Literaturhinweisen zu den einzelnen Punkten findet man bei Rabbel (1987). Abschließend erhält man die gewünschte Verschiebung \underline{u} an N Grenzflächen:

$$\underline{u} = U(s, \omega, t) \underline{a} \quad (2.26)$$

$$\text{mit} \quad U = \tilde{R}(s) \sqrt{|J(s)|} \prod_{j=1}^N \sqrt{\frac{\cos[\tilde{\alpha}(Q_j)]}{\cos[\alpha(Q_j)]}} e^{m\pi/2} e^{-i\omega[t-\tau(s)]} \quad (2.27)$$

$$\text{und} \quad \tilde{R} = g(O, \vartheta) \sqrt{\frac{c(O)\rho(O)}{c(s)\rho(s)}} \prod_{j=1}^N R_j \sqrt{\frac{\tilde{c}(Q_j)\tilde{\rho}(Q_j)}{c(Q_j)\rho(Q_j)}} \quad (2.28)$$

wobei:

\underline{u}	=	$\underline{u}_P, \underline{u}_{SH}, \underline{u}_{SV}$	= Verschiebungsvektoren
\underline{a}	=	$\underline{t}, \underline{b}, \underline{n}$	= Einheitsvektoren im strahlzentrierten Koordinatensystem
s	=	Punkt auf dem Strahl	
ω	=	Kreisfrequenz	
τ	=	Eikonal, Phase oder Laufzeit	
t	=	Zeit	
m	=	KMAH-Index (Kaustik-Zähler)	
g	=	Abstrahlcharakteristik	

c, \tilde{c}	=	c_p, c_s	= seismische Geschwindigkeiten
$\rho, \tilde{\rho}$	=	Dichte	
$\alpha, \tilde{\alpha}$	=	Inzidenz-, Exzidenzwinkel an einer Grenzfläche	
x	=	Indikator des Parameters "x" für den auf eine Grenzfläche treffenden Strahl	
\tilde{x}	=	Indikator des Parameters "x" für den eine Grenzfläche verlassenden Strahl	
R_j	=	Reflexions-, Transmissions- oder Konversionskoeffizienten	
O	=	Position der Quelle	
Q_j	=	Punkte an denen der Strahl auf Grenzflächen trifft	
ϑ	=	Abstrahlwinkel an der Quelle	
$J(s)$	=	Spreading-Funktion mit	
		$J_L(s) = c(O)/q_2(s)$	für eine Linienquelle
		$J_p(s) = J_L(s)c(O)/q_3(s)$	für eine Punktquelle

Diese Repräsentation eines Wellenfeldes hat mehrere Einschränkungen, die der Anwender bei seinen Modellvorgaben berücksichtigen muß. Sie sind von *Rabbel (1987)* aus Arbeiten von *Červený et al. (1977)*, *Cormier & Spudich (1984)*, *Ben-Menahem & Beydoun (1985)* und *Beydoun & Ben-Menahem (1985)* zusammengefaßt worden. Da sie auch für diese Arbeit grundlegende Prinzipien bilden, sind sie nochmals aufgeführt,

- 1) Die Entkopplung von *P*- und *S*-Wellen ist allgemein nur gültig in homogenen Medien. Bei geringen Gradienten kann diese Annahme beibehalten werden sofern:

$$\lambda \ll \lambda_0 \quad \text{mit} \quad \lambda_0 = \min \left\{ \left| \frac{c_p}{\text{grad}(c_p)} \right|, \left| \frac{c_s}{\text{grad}(c_s)} \right|, \left| \frac{\rho}{\text{grad}(\rho)} \right| \right\}$$

bzw.:

$$\omega \ll \omega_0 \quad \text{mit} \quad \omega_0 = \frac{1}{2} \max \left\{ |\text{grad}(c_p)|, |\text{grad}(c_s)|, \frac{c_p}{\rho} |\text{grad}(\rho)| \right\} \quad (2.29)$$

wobei λ =Wellenlänge, ω =Kreisfrequenz, ρ =Dichte, c_p, c_s = Mediumsgeschwindigkeit für *P*- bzw. *S*-Wellen.

- 2) Die Wellenlänge muß klein gegenüber der Schichtmächtigkeit Δh sein:

$$\lambda \ll \Delta h \quad (2.30)$$

- 3) Die Wellenlänge muß klein gegenüber dem Krümmungsradius r_G einer Grenzfläche sein:

$$\lambda \ll r_G \quad (2.31)$$

- 4) Die Wellenlänge muß klein gegenüber dem Abstand d von Kaustiken sein:

$$\lambda \ll d \quad (2.32)$$

- 5) Die Wellenlänge muß klein gegenüber dem Krümmungsradius r_s des Strahls sein.

$$\lambda \ll r_s \quad (2.33)$$

Die Forderung 4) liegt darin begründet, daß es Bereiche im Modell geben kann wo das Wellenfeld irregulär wird und somit die mathematische Beschreibung der Strahlenamplitude ihren Sinn verliert, wie zum Beispiel in Brennpunkten, die aus der geometrischen Optik bekannt sind und sehr wohl ihre physikalische Bedeutung haben. Dort wird der Querschnitt des Strahlenbündels auf einen infinitesimalen Bereich beschränkt, was eine unendliche Amplitudenzunahme bedingen würde bei Gl.(2.25).

Arbeiten von *Kravtsov & Orlov (1979,1980)* sowie *Červený & Soares (1992)* beschreiben den Gültigkeitsbereich der Strahlenmethode mittels Fresnelvolumen. Die Gültigkeitsbedingungen beruhen auf einer Beschreibung des Fresnelvolumens anhand der paraxialen Laufzeitgrößen p, q (siehe Kap. 3). Diese Bedingungen können zusammengefaßt werden als:

- 6) Die Komponente des Gradienten senkrecht zur Strahlrichtung $grad_{\perp}$, sowie die Komponenten des Langsamkeitsvektors p_i als auch die Komponenten des Amplitudenvektors U_i müssen folgende Bedingung bezüglich der größeren Halbachse der Fresnelzone r_F erfüllen:

$$r_F \left| \frac{grad_{\perp} c}{c} \right| \ll 1, \quad r_F \left| \frac{grad_{\perp} U_i}{U} \right| \ll 1 \quad \text{und} \quad r_F \left| \frac{grad_{\perp} p_i}{p} \right| \ll 1 \quad (2.34)$$

- 7) Die Fresnelvolumen von unterschiedlichen Strahlen am gleichen Aufnehmer müssen sich nicht zwangsläufig schneiden. Wenn das Gesamtvolumen beider Fresnelzonen mit V_F bezeichnet wird und der Überlappungsbereich mit δV_F bestimmt ist, so muß gelten:

$$\frac{\delta V_F}{V_F} \ll 1 \quad (2.35)$$

Diese Bedingungen können abgeschwächt werden, indem das " \ll " durch " \leq " zu ersetzen ist (Červený & Soares, 1992). Wenn σ definiert wird als:

$$\sigma = \max(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \dots) \quad (2.36)$$

$$\text{mit } \sigma_1 = r_F \left| \frac{\text{grad}_\perp c}{c} \right|, \quad \sigma_2 = \frac{\delta V_F}{V_F} \quad \text{u.s.w.,} \quad (2.37)$$

kann somit eine Bedingung für strahlenseismische Modellierung in geschlossener Form angegeben werden. An Grenzflächen, wo $\sigma > 1$ ist, wurde somit der Gültigkeitsbereich der Strahlenmethode überschritten.

Eine wesentliche weitere Einschränkung ist die, daß mit der Strahlenmethode nur reguläre Wellenfelder repräsentiert werden, d.h. den allgemein gültigen Reflexions- und Transmissionsgesetzen unterliegen. Liegt ein abrupt endendes Reflektorelement vor, so kann zum Beispiel die zugehörige Reflexionsantwort korrekt wiedergegeben werden, sofern die Fresnelzone diese Diskontinuität nicht enthält. Das irreguläre oder diffraktierte Wellenfeld vom Endpunkt des Reflektors wird mit dieser Methode jedoch nicht beschrieben. Hier sind Erweiterungen notwendig. Ein Ansatz, der genau diesen Sachverhalt beschreibt, ist der *Edge-Wave-Algorithmus*, der in Kap.(3) beschrieben wird. Eine anderer Ansatz, der den diffusen Charakter des Wellenfeldes beschreibt, ist die *Gaussian-Beam-Methode*. Die Idee ist, die Amplitude an einem Beobachtungsort nicht nur durch einen einzigen Strahl zu repräsentieren, sondern durch eine Summe von benachbarten Strahlen des reflektierten Wellenfeldes, überlagert mit einer Gewichtungsfunktion, die der Gauß'schen Glockenkurve entspricht. Dies verspricht eine größere Kontinuität von Einsätzen im synthetischen Seismogramm. Im Gegensatz zu Gl.(2.16) wird hier als Lösungsansatz für die Vektorverschiebung \underline{u} im strahlzentrierten Koordinatensystem angesetzt:

$$\underline{u} = \underline{U} e^{-i\omega \left(t - \int_s \frac{1}{c(s)} ds \right)} \quad (2.38)$$

wobei hier $\underline{u}(s, n, \omega, t)$ und $\underline{U}(s, n, \omega)$ frequenzabhängig sind und das Integral entlang des Strahls zu bilden ist. Nach Reihenentwicklungen und diversen Substitutionen (Rabbel, 1987)

führt es auf das dynamische Raytracing-System, bestehend aus zwei gekoppelten linearen Differentialgleichungen erster Ordnung:

$$\frac{\partial q}{\partial s} = c p(s) \quad \text{und} \quad \frac{\partial p}{\partial s} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 c}{\partial n^2} q(s). \quad (2.39)$$

Hier muß die Geschwindigkeitsverteilung im Modell so beschaffen sein, daß $\partial^2 c / \partial n^2$ existiert. Für lineare Geschwindigkeitsgesetze kann wiederum eine analytische Lösung angegeben werden. Die Gleichungen (2.39) besitzen zwei linear unabhängige Lösungen (p_1, q_1) und (p_2, q_2) , die durch Superposition zu der allgemeinen Lösung führen:

$$\begin{pmatrix} p(s) \\ q(s) \end{pmatrix} = C_1 \begin{pmatrix} p_1 \\ q_1 \end{pmatrix} + C_2 \begin{pmatrix} p_2 \\ q_2 \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

mit den Anfangsbedingungen:

$$\begin{pmatrix} p_1(0) \\ q_1(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} p_2(0) \\ q_2(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.41)$$

Dies führt durch Einsetzen in Gl.(2.39) und Quotientenbildung (Rabbel, 1987) auf eine vereinfachte Form der allgemeinen Lösung:

$$p(s) = \varepsilon p_1 + p_2 \quad \text{und} \quad q(s) = \varepsilon q_1 + q_2 \quad (2.42)$$

mit dem Beam-Parameter:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2. \quad (2.43)$$

Setzt man diesen Lösungsansatz in die Bewegungsgleichung ein, erhält man analog zu Gl.(2.26) die Verschiebung \underline{u} eines Beams am Punkt (s, n) :

$$\underline{u} = U(s, n, \omega, t) \underline{a} \quad (2.44)$$

$$\text{mit} \quad U = \tilde{R}(s) \sqrt{\frac{q(0)}{q(s)}} e^{-i\omega[t - T(s, n, \omega)]} \quad (2.45)$$

und
$$T(s, n, \omega) = \tau(s) + \frac{1}{2} \frac{K(s)}{c(s)} n^2 + \frac{in^2}{\omega L^2(s, \omega)} \quad , \quad (2.46)$$

wobei
$$K(s) = c(s) \operatorname{Re} \frac{p(s)}{q(s)} = c(s) \frac{(\varepsilon_1 p_1 + p_2)(\varepsilon_1 q_1 + q_2) + \varepsilon_2^2 p_1 q_1}{(\varepsilon_1 q_1 + q_2)^2 + \varepsilon_2^2 q_2^2} \quad (2.47)$$

$$L^2(s, \omega) = \left[\frac{\omega}{2} \operatorname{Im} \frac{p(s)}{q(s)} \right]^{-1} = -\frac{2}{\omega} \frac{(\varepsilon_1 q_1 + q_2)^2 + \varepsilon_2^2 q_2^2}{\varepsilon_2} \quad (2.48)$$

und "Re" für Real- und "Im" für Imaginärteil steht.

Im Vergleich zu Gl.(2.26) wird hier $\sqrt{|J(s)|} e^{m\pi/2}$ durch $\sqrt{q(O)/q(s)}$ beschrieben. Das birgt den Vorteil, daß an Kaustiken dieser Term stets ungleich Null ist, und somit das Wellenfeld endliche Amplituden beibehält. Ferner ist L ein Maß für die Beambreite, die mit wachsender Entfernung vom Zentralstrahl in Form einer Gauß'schen Glockenkurve abnimmt. Da diese noch frequenzabhängig ist, führt es dazu, daß tieffrequente Beams breiter sind als hochfrequente Beams. Zusätzlich gibt K die Phasenfrontkrümmung des Beams in Abhängigkeit vom Abstand des Zentralstrahls an, also die Laufzeitapproximation in der Nähe des Zentralstrahls. Da diese beiden Größen L und K von den komplexen Beam-Parametern ε abhängen, die "frei" zu wählen sind, zeigt sich in der Praxis, daß es möglich ist, mit dieser Darstellung ein allgemein besseres repräsentatives Seismogramm bzgl. Amplitudenkontinuität zu erhalten. Im Einzelfall kann jedoch die Wahl der Parameter sehr schwierig sein, sofern kein exaktes Seismogramm vorliegt. Insbesondere an Diskontinuitäten mit diffraktierten Einsätzen kann die Gaussian-Beam-Methode nicht ohne Vorbehalt angewendet werden (Rabbel, 1987). Dies liegt darin begründet, daß sie eine Glättung der regulären Strahlen herbeiführt, jedoch nicht die diffraktierten Laufzeiten explizit berechnet.

2.4 Feldfortsetzungsmethoden

Die Feldfortsetzungsmethoden für Wellenfelder gehen aus dem Greenschen-Theorem bzw. aus der Kirchhoff-Theorie hervor. Dieses Theorem besagt, daß die Lösung der Wellengleichung, d.h. die Verschiebung u , an einem Punkt P im Inneren eines Gebietes S bestimmt werden kann, sofern die Verschiebungen u und die Greensche-Funktion G sowie deren Normalableitungen auf dem Rand des Gebietes S bekannt sind. Im Zeitbereich führt dies zur Kirchhoff-Formulierung für den homogenen Fall:

$$u_p = \frac{1}{2\pi} \int_S \left[\frac{\partial u}{\partial t} * \frac{tH(t-r/c)}{r\sqrt{t^2-r^2/c^2}} \cos \varphi + \frac{\partial u}{\partial n} * \frac{H(t-r/c)}{\sqrt{t^2-r^2/c^2}} \right] ds \quad (2.49)$$

wobei \underline{r} der Vektor vom Element ds zum Beobachtungspunkt P , \underline{n} der Normalenvektor des Elements ds und φ der Winkel zwischen \underline{r} und \underline{n} ist (siehe *Kampfmann, 1988*). $H(t)$ steht für die Heaviside Sprungfunktion, c für die Mediumsgeschwindigkeit und $*$ bedeutet eine Konvolution. Um die Verschiebung u_p am Punkt P zu berechnen, wird zusätzlich eine Zeitverzögerung r/c vom jeweiligen Integrationselement ds zum Punkt P angebracht.

Soll S als zu modellierende Grenzfläche angesehen werden, so muß erst das reflektierte Wellenfeld an der Grenzfläche berechnet werden, das dann nach Gl.(2.49) fortzusetzen ist. Hier wird meist eine Hochfrequenzapproximation verwendet, wie es auch bei den Strahlenmethoden üblich ist (siehe Kap. 2.3). Man nimmt an, daß die Wellenlängen klein gegenüber dem zu modellierenden Reflektorelement sind. Dies hat zur Folge, daß die Reflexionsantwort eines Reflektor unabhängig von der Beschaffenheit des Reflektors am Nachbarpunkt berechnet wird. In der Nähe von Diskontinuitäten ist dies jedoch nicht gegeben. Vergleichsrechnungen haben aber gezeigt, daß Diffraktionseinsätze mit befriedigender Genauigkeit wiedergegeben werden. In der Realisierung wird zunächst die Reflexionsantwort von jedem Grenzflächenelement ds mit dem zugehörigen Abgangswinkel zur Quellposition berechnet, wobei das Grenzflächenelement ds sehr viel kleiner sein muß als die einfallende seismische Wellenlänge. Durch die Feldfortsetzung vom Element ds mit der zugehörigen Zeitverzögerung zum Beobachtungspunkt P und durch die Superposition aller Elemente ds entlang des Reflektors S wird die gesuchte Reflexionsantwort im Beobachtungspunkt P bestimmt. Das erhaltene Ergebnis wird somit nicht nur von einem Reflexionselement bestimmt, wie in der Strahlenmethode, sondern unter Einbezug des gesamten Reflektors mit den zugehörigen Gewichtsfunktionen, die im homogen Medium lauten:

$$u_p(t) = g(t) / [2\pi(2c)^{1/2}] * J(t) \quad (2.50)$$

$$\text{mit} \quad J(t) = \int_S \delta\left(t - \frac{r' + r}{c}\right) R(\varphi') (r'r)^{-1/2} (\cos \varphi + \cos \varphi') ds \quad (2.51)$$

$$\text{und} \quad g(t) = \dot{f}(t) * H(t) / \sqrt{t} \quad (2.52)$$

wobei:

$R(\varphi')$	=	Reflexionskoeffizient
$(r'r)^{-1/2}$	=	2-D Spreading-Term
$\cos \varphi + \cos \varphi'$	=	Kirchhoff-Directivity-Faktor

$$\begin{aligned}
 J(t) &= \text{Impulsseismogramm} \\
 \dot{f}(t) &= \text{zeitliche Ableitung des Quellsignals } f(t)
 \end{aligned}$$

Diese Beschreibung der Diffraktionsamplituden in Abhängigkeit vom Reflexionskoeffizienten $R(\varphi')$ mit dem Einfallswinkel φ' widerspricht dem Gesetz der Reziprozität. Hier sind Modifikationen durchgeführt worden von bzgl. der Mittelung der Winkel φ und φ' (*Deregowski & Brown, 1983*) oder der Mittelung der Reflexionskoeffizienten $R(\varphi)$ und $R(\varphi')$ (*Fertig & Müller, 1979*). Diese Modifikationen sind bei *Kampfmann (1988)* einer FD-Rechnung gegenübergestellt und miteinander verglichen worden.

Ein weiteres Problem sind starke Änderungen des Reflexionskoeffizienten, wie z.B. beim kritischen Winkel. Hier tritt bei der kritischen Entfernung ein Diffraktionseinsatz in Erscheinung, der durch die fehlende destruktive Interferenz von benachbarten Reflektorelementen erzeugt wird.

Eine ausführliche Beschreibung für die theoretischen Grundlagen als auch für ein praktisches Anwendungsbeispiel findet man bei *Kampfmann (1988)*.

2.5 Hybride Methoden

Aus den Problemstellungen der angewandten Seismik heraus, die gemessenen seismischen Ereignisse durch Modellierungsverfahren im Detail nachzuvollziehen und sich nicht nur auf eine Klasseneinteilung von typischen Wellenphänomenen zu beschränken, ist ein Bedarf an Modellierungsmethoden eingetreten, die sich an der gewünschten Komplexität des Untergrundmodells anpassen lassen. Da der Erdaufbau oft in Bereiche von hoher Heterogenität und Homogenität unterteilt werden kann, sind Verfahren entwickelt worden, die die komplexen Bereiche, für die es keine analytischen Lösungen gibt, mit direkten Methoden lösen, wohingegen in den homogenen Bereichen analytische-, Wellenfortsetzungs- und Strahlenverfahren mit ihrer effizienteren Beschreibung der Wellenausbreitung Anwendung finden. Für die Kombination von Feldfortsetzungsverfahren und direkten Methoden sind für den akustischen Fall Arbeiten von *Shtivelman (1984, 1985)* und *Vidale (1987)* zu erwähnen. Für die elastische Wellengleichung im *P-SV*-Fall haben *van den Berg (1984, 1988)*, *Kummer et al. (1987)*, *Emmerich (1989)* und *Sandmeier (1990)* Arbeiten vorgestellt. Strahlentheoretische Fortsetzung wurde von *Suetsugu (1989)* vorgenommen. Für einfache Modellkonfigurationen, wie geneigte parallele Strukturen, sind auch Kombinationen zwischen der Reflektivitätsmethode und den strahlenseismischen Methoden mit Erfolg angewendet worden (*Bernasconi & Drufuca, 1990*).

Das eigentliche Problem, ob nun der Oberbau oder eine tiefere Struktur Heterogenität aufweist, besteht in der Kopplung der zu verbindenden Methoden. Hier kann es zu unerwünsch-

ten Wellenphänomenen kommen, falls nicht noch zusätzliche Randbedingungen an dem zu übertragenden Tiefenniveau eingeführt werden. Der Grundlegender Gedanke ist eine Separierung zwischen einfallenden Wellenfeld und rückgestreuten Wellenfeld durchzuführen. Eine Kombination von Feldfortsetzungsverfahren und FD-Methoden mit dieser Wellenfeldseparierung wurde erstmals von *Shtivelmann (1984)* für die akustische 2D Wellengleichung durchgeführt und konnte für den elastischen Fall erweitert werden (*Emmerich, 1991 und Sandmeier, 1990*).

Bei der Kombination von der Reflektivitätsmethode mit einem FD-Schema ist es möglich, komplette seismische Wellenfelder, wie z.B. multiple Reflexionen zu berechnen, sofern die Reflektivitätsmethode im Zeitbereich durchgeführt wird (*Frasier, 1970 und Tygel & Hubral, 1987*). Methoden, die anstelle der analytischen Verfahren auf ein Wellenfortsetzungsverfahren zurückgreifen, benötigen im homogenen Fall die Greensche-Funktion bzw. im inhomogen Fall den Greentensor, für den es im allgemeinen keine exakte Formulierung gibt, so daß man auf Näherungslösungen angewiesen ist (*Shtivelmann, 1985*). Alternativ wurde hier von *Emmerich (1991)* eine Wellenfortsetzung im Frequenz-Wellenzahl-Bereich durchgeführt. Diese Wellenfortsetzung wurde erstmals von *Stolt (1978)* vorgestellt mit dem Ziel, die an der Oberfläche gemessenen Wellenfelder in die Tiefe abzubilden. Dieses Verfahren ist auf ein geschichtetes, elastisches Medium übertragbar und ermöglicht auch die Berechnung von internen Multiplen. Der Gültigkeitsbereich der Feldfortsetzungsmethoden wird im allgemeinen jedoch beschränkt durch die Größe der Fresnelzone im Integrationsniveau (*Emmerich, 1991*). Sofern der Fresnelzonenbereich eines Reflektors, projiziert auf das Integrationsniveau, nicht vollständig eingeschlossen ist, treten Abschneideeffekte durch unvollständige Wellenfelderfassung auf, welche sich durch Diffraktionserscheinungen im Seismogramm äußern (siehe auch Kap. 2.2).

3 Der Edge-Wave-Algorithmus als Ergänzung zur Strahlenmethode

Die eigentliche Motivation, die zur Bildung des Edge-Wave-Algorithmus (EWA) führte, ist die unzulängliche Beschreibung des Wellenfeldes an Diskontinuitäten mit der Strahlenmethode. Die Strahlenmethode berücksichtigt nur reguläre Strahlenverläufe und schließt die diffraktierten bzw. irregulären Strahlen aus.

Grundlegender Gedanke des EWA ist es, das Gesamtwellenfeld als eine Superposition von zwei Wellenfeldern aufzufassen. Das primäre Wellenfeld, welches refraktierte-, reflektierte- oder mehrfach reflektierte Einsätze einschließt, wird mit der herkömmlichen Strahlenmethode kinematisch und dynamisch bestimmt. Das sekundäre diffraktierte Wellenfeld wird kinematisch mit Hilfe der Strahlenmethode berechnet, während die dynamischen Größen aus dem Edge-Wave-Diffraktionskoeffizient hergeleitet sind. Liegt eine Diskontinuität im primären Wellenfeld vor, so werden die dynamischen Größen der diffraktierten Wellen derart angepaßt, daß die Superposition vom primären und sekundären Wellenfeld ein kontinuierliches Seismogramm ergeben.

Ausgehend von der Problembeschreibung wird zunächst die mathematische Grundlage des EWA, insbesondere des Diffraktionskoeffizienten hergeleitet (Kap. 3.1). Der Bezug des Diffraktionskoeffizienten zur Fresnelzone wird erläutert, wobei mittels synthetischer Seismogramme gezeigt wird, daß der EWA in der Lage ist, Reflektorelemente, die kleiner als eine Fresnelzone sind, zu modellieren. Abschließend werden einige Verfahren der kinematischen Wellenfortsetzung diskutiert, die für die praktische Anwendung des EWA von grundlegender Bedeutung sind (Kap. 3.2).

3.1 Der Edge-Wave-Algorithmus (EWA)

Die Berechnung von Wellenfeldern in 2D und 3D inhomogenen Medien unter Verwendung der Strahlentheorie (siehe Kap. 2.3) ist sehr effizient, sofern die Gültigkeitsbedingungen dieser Methode (insbesondere "glatte" Untergrundstrukturen, siehe Gl. 2.31) eingehalten werden (Holberg *et al.*, 1990). Diese Limitation ist dadurch begründet, daß der Energietransport nur innerhalb eines Strahlenbündels entlang der Strahlenwege definiert ist und mit der geometrischen Amplitudenabnahme in Zusammenhang steht. Tritt eine Kante im Untergrundmodell auf, d.h. eine Grenzfläche entlang derer ihre ersten und zweiten tangen-

tialen Ableitungen unstetig sind, tritt zusätzlich ein Diffusionsprozeß in Kraft, der Energie außerhalb dieses Strahlenbündels transportiert.

In der Literatur gibt es eine Vielzahl von Methoden die dynamischen Größen der Wellenantwort unter Einbezug von Diffraktoren zu bestimmen (z.B. *Hilterman, 1975; Berryhill, 1977; Trorey, 1977* und *Fertig & Müller, 1979*). Keine vermag jedoch die klassische Strahlentheorie als separate Lösung anzugeben, statt dessen nur eine Lösung, die sowohl Reflexionen und Diffraktionen geschlossen enthält (siehe z.B. Kap. 2.4, Feldfortsetzungsmethoden). Gerade dieser Sachverhalt zeichnet den EWA gegenüber den anderen Methoden aus. Wie in Kap.(3.1.1) gezeigt wird, erhält man aus der Wellengleichung mit geeigneten Approximationen zwei linear unabhängige Lösungen. Die erste Lösung entspricht der Lösung der klassischen Strahlentheorie. Die zweite Lösung beschreibt in einer Umgebung des Schattenbereichs den diffraktierenden Diffusionsprozeß und kann somit als Korrekturterm zur klassischen Strahlentheorie hinzugenommen werden.

Die Theorie der Edge-Waves wurde von *Klem-Musatov (1980)* in russischer Sprache publiziert, und Teilaspekte und Erweiterungen dieser Theorie (*Klem-Musatov & Aizenberg, 1984; 1985* und *1989*) sind in internationalen Zeitschriften veröffentlicht. Eine vollständige Beschreibung dieser Theorie in englischer Sprache ist erstmals als Lecture-Notes (*Klem-Musatov et al., 1994*) herausgegeben worden, wobei hier ebenfalls die Erweiterung für den 3D-Fall durch Hinzunahme der Tip-Waves beschrieben ist. Aus dieser Publikation wurden die grundlegenden Gleichungen für die mathematische Beschreibung der Edge-Waves entnommen, die im folgenden Kapitel zusammengefaßt sind.

3.1.1 Lösung der Wellengleichung in der Umgebung der Schattengrenze

Trifft ein reflektiertes oder transmittiertes Wellenfeld auf eine Kante, so entsteht eine diffraktierte Welle, die sich entlang eines Strahlenkegels ausbreitet, der durch die geometrische Diffraktionstheorie beschrieben wird (*Keller, 1962*). Diese besagt: Wenn der einfallende Strahl den Einfallswinkel q_{10} mit der Tangente der Kante bildet (Abb. 3.1a), so werden sekundäre Strahlen im Form eines Kegels mit dem Apex im Auftreffpunkt S der einfallenden Welle erzeugt. Der Öffnungswinkel des Diffraktionskegels beträgt $2q_{1m}$ wobei q_{1m} und q_{10} mit dem Snelliuschen Brechungsgesetz verknüpft sind. Der Kegel und der einfallende Strahl liegen auf entgegengesetzten Seiten bzgl. der Normalen der Kantenstruktur. Im 2D-Fall entartet dieser Kegel zur Betrachtungsebene, wie in Abb.(3.1b) für ein 2.5D-Medium gezeigt, da hier der Strahl in einem Winkel von $\pi/2$ auf die Kantenstruktur stößt. Der reflektierte Strahl mit dem Winkel q_{1m} des einfallenden Strahls wird als *Grenzschatenstrahl* bezeichnet, da er das reguläre Wellenfeld in einen "beleuchteten" und einen "Schatten"-Bereich unterteilt.

Dieses Gesetz gilt in der näheren Umgebung der Kante, sofern es möglich ist, die Strahlkrümmung zu vernachlässigen.

Abb.3.1a: Diffraktionskegel nach der geometrischen Diffraktionstheorie im 3D-Medium. Der Einfallswinkel q_{10} des einfallenden Strahls und der Öffnungswinkel $2q_{1m}$ des diffraktierten Kegels befinden sich auf entgegengesetzten Seiten bzgl. der Normalen der Kantenstruktur im Auftreffpunkt S (modifiziert nach *Klem-Musatov et al., 1994*).

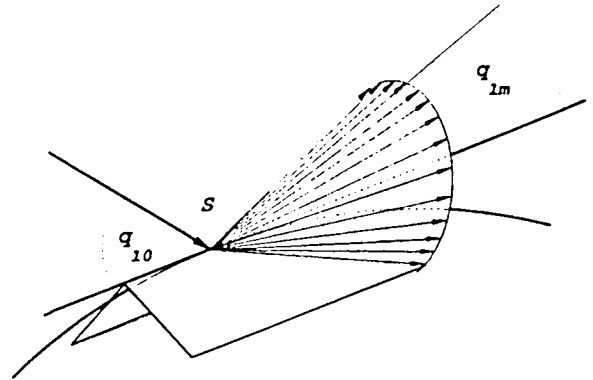
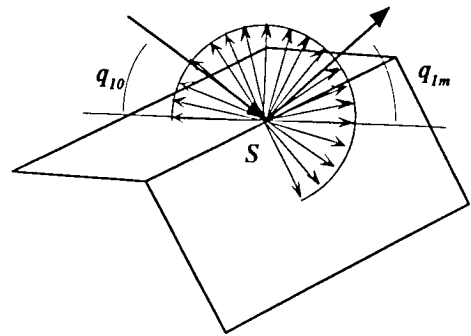


Abb.3.1b: Der Diffraktionskegel entartet im 2D-Medium zur Betrachtungsebene, da hier der einfallende Strahl immer einen Winkel von $\pi/2$ zur Kantenstruktur aufweist. Der reflektierte Strahl vom Auftreffpunkt S wird als Grenzschatenstrahl bezeichnet.



Bei der Verwendung der geometrischen Diffraktionstheorie zeigt sich, daß der Diffraktionskoeffizient, der die Amplitudenabnahme des diffraktierten Wellenfeldes beschreibt, nur außerhalb eines Bereichs vom Grenzschatenstrahl Gültigkeit besitzt. In diesem Gültigkeitsbereich genügen die diffraktierten Wellen ausschließlich der Transportgleichung in Strahlrichtung. Innerhalb dieses Bereichs, mit Annäherung zum Grenzschatenstrahl, wächst der Diffraktionskoeffizient bis ins Unendliche (*Narod & Yedlin, 1986*) und die geometrische Diffraktionstheorie verliert ihre Anwendbarkeit.

Die Aufgabe des EWA besteht darin, unter Einbezug der Hochfrequenzapproximation ($\omega \rightarrow \infty$), eine Lösung der stationären Wellengleichung:

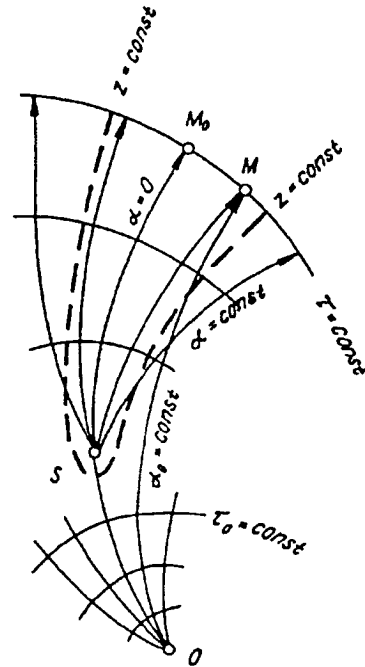
$$\nabla^2 f + k^2 f = 0, \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad (3.1)$$

mit $c(M)$ Mediumsgeschwindigkeit im inhomogenen Medium derart zu finden, daß in der Umgebung der Schattengrenze die Lösung der Diffusionserscheinung in der Genauigkeit der

geometrischen Diffraktionstheorie beschrieben wird. Hier steht f für die Fouriertransformierte einer beliebigen Funktion, die eine Lösung der Wellengleichung ist. Dies kann der Druck, die Komponenten der Verschiebung oder das Verschiebungspotential der seismischen Wellen sein.

Um die Umgebung der Schattengrenze mathematisch zu beschreiben, betrachtet man im 2D-Medium zwei krummlinige orthogonale Koordinatensysteme (τ, α) und (τ_0, α_0) wie in Abb.(3.2) gezeigt. Hier entsprechen α bzw. α_0 einer Winkelkoordinate und τ bzw. τ_0 der zugehörigen Laufzeit eines Strahls. Die Quelle befindet sich im Punkt O mit dem Koordinatensystem (τ_0, α_0) und ein angenommener Diffraktor im Punkt S mit dem Koordinatensystem (τ, α) . Die Laufzeit τ in dem mitbewegten Koordinatensystem (τ, α) wird bestimmt durch die Laufzeit von O über S nach M . Das Koordinatensystem α_0 ist so gewählt, daß die Schattengrenze mit $\alpha_0 = 0$ zusammenfällt, wobei der reguläre Strahl OSM_0 dem Grenzschattenstrahl entspricht und M_0 einen beliebigen Beobachtungspunkt auf dieser Schattengrenze darstellt. Ein diffrakterter Strahl vom Diffraktor S wird durch den Strahl OSM beschrieben, wobei OM einer direkten Beobachtung eines Strahls vom Quellpunkt O zum Beobachtungspunkt M entspricht.

Abb.3.2: Das Koordinatensystem (τ_0, α_0) und (τ, α) in der Umgebung der Schattengrenze. Der Grenzschattenstrahl OSM_0 wird beschrieben durch das Koordinatensystem (τ_0, α_0) und die diffraktierten Strahlen vom Diffraktor S durch das mitbewegte Koordinatensystem (τ, α) . Die Umgebung der Schattengrenze wird durch $z = i\omega(\tau_0 - \tau)$ charakterisiert (nach Klem-Musatov & Aizenberg, 1989).



Um die nähere Umgebung des Grenzschattenstrahls zu definieren, betrachtet man zwei Strahlen mit α_0 und α d.h. OM und OSM am gleichen Beobachtungspunkt M . Die Schattengrenze ist dann dadurch definiert, daß gilt:

$$\tau_0 = \tau . \quad (3.2)$$

Hierbei entsprechen τ_0 und τ der jeweiligen Laufzeit der Strahlen mit α_0 und α . Für die Umgebung der Schattengrenze muß dann gelten:

$$\left| \omega [\tau_0(M) - \tau(M)] \right| < C \quad \text{mit } \omega \rightarrow \infty, \quad (3.3)$$

wobei C eine Konstante und unabhängig von ω ist. Gesucht wird jetzt eine Lösung der Gl.(3.1) in dem Bereich der Ungleichung (3.3), d.h. die Integration wird in einem speziellen krummlinigen Koordinatensystem (τ, α) durchgeführt, wobei die Bedingung von Gl.(3.3) für lokale Approximationen der endgültigen Gleichung benutzt wird. Gesucht wird jetzt eine Lösung der Form:

$$f = AG_0 e^{(i\omega\tau)}, \quad (\nabla\tau)^2 = \frac{1}{c^2}. \quad (3.4)$$

Ohne die Funktion A entspricht dieser Ansatz dem der Strahlenmethoden (Kap. 2.3, Gl. 2.17), wobei G_0 als Amplitudenterm des Strahlenansatzes zu interpretieren ist. Die Funktion A wird als "Glättungsfunktion" hinzugefügt, um das diffraktierte Wellenfeld bei der Lösung der Wellengleichung zu berücksichtigen. Um die unbekannte Funktion A zu bestimmen, wird eine weitere Gleichung benötigt. Dies geschieht durch Hinzunahme der Transportgleichung, welche sich ausdrücken läßt als (Klem-Musatov *et al.*, 1994):

$$2\nabla\tau_0\nabla G_0 + G_0\nabla\tau_0 = 0. \quad (3.5)$$

Durch Substitution von Gl.(3.4) und (3.5) in Gl.(3.1) erhält man die Gleichung für die unbekannte Funktion A :

$$G_0\Delta A + B_1\nabla A + B_2A = 0 \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad B_1 &= 2(i\omega G_0\nabla\tau + \nabla G_0) \\ B_2 &= i\omega(G_0\Delta\tau + 2\nabla\tau\nabla G_0) + \Delta G_0. \end{aligned}$$

Nach Einführung eines nicht-orthogonalen Koordinatensystems (z, α) mit

$$z = i\omega(\tau_0 - \tau) \quad (3.7)$$

(siehe Abb. 3.2) und Potenzreihenentwicklung von τ_0 in der näheren Umgebung der Fläche $\alpha = 0$, d.h.

$$\tau_0 = \tau_0(\tau, \alpha) \quad (3.8)$$

und diversen Substitutionen (siehe im Detail *Klem-Musatov et al., 1994*) erhält man die Differentialgleichung:

$$z \frac{d^2 A}{dz^2} + \left(\frac{1}{2} - z \right) \frac{dA}{dz} - \frac{1}{2} A = 0 . \quad (3.9)$$

Eine Differentialgleichung von diesem Typ:

$$z \frac{d^2 A}{dz^2} + (\gamma - z) \frac{dA}{dz} - \delta A = 0 , \quad (3.10)$$

mit beliebigen Konstanten γ und δ wird als konfluente hypergeometrische Gleichung oder auch als Kummer-Gleichung (*Abramowitz & Stegun, 1972*) bezeichnet. Diese Gleichung hat zwei linear unabhängige Lösungen:

$$A = \Phi(\delta, \gamma; z) \quad \text{und} \quad (3.11)$$

$$A = z^{1-\gamma} \Phi(\delta - \gamma, 2 - \gamma; z) , \quad (3.12)$$

wobei die Funktion $\Phi(\delta, \gamma; z)$ als konfluente hypergeometrische Funktion oder Kummer-Funktion bezeichnet wird. Gl.(3.9) ist ein Spezialfall der Kummer-Gleichung, da gilt:

$$\gamma = \delta = \frac{1}{2} . \quad (3.13)$$

In diesem Fall gilt folgender funktionaler Zusammenhang:

$$\begin{aligned} \Phi\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; z\right) &= e^z \quad \text{und} \\ \sqrt{z} \Phi\left(1, \frac{3}{2}; z\right) &= \frac{e^z}{2} \left[\sqrt{\pi} - \Gamma\left(\frac{1}{2}, z\right) \right] , \end{aligned} \quad (3.14)$$

wobei die unvollständige Gamma-Funktion:

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}, z\right) = \int_z^{\infty} \frac{e^{-t}}{\sqrt{t}} dt \quad (3.15)$$

enthalten ist. Mit dem Ausdruck von Gl.(3.14) können die zwei linear unabhängigen Lösungen von Gl.(3.9) angegeben werden als:

$$A_1 = e^z \quad (3.16)$$

$$A_2 = \frac{e^z}{2} \left[\sqrt{\pi} - \Gamma\left(\frac{1}{2}, z\right) \right]. \quad (3.17)$$

Betrachtet man die erste Lösung Gl.(3.16) und setzt diese in Gl.(3.4) ein, so erhält man:

$$f = CG_0 e^{(i\omega\tau + z)}, \quad (3.18)$$

wobei C unabhängig von z ist. Nach Substitution durch den Ausdruck von Gl.(3.7) erhält man schließlich:

$$f = CG_0 e^{(i\omega\tau_0)}. \quad (3.19)$$

Da G_0 der Transportgleichung Gl.(3.5) genügt, entspricht diese Lösung der asymptotischen Strahlentheorie für einen regulären Strahl von O nach M (siehe Abb.3.2).

Analysiert man die zweite Lösung (Gl. 3.17) so zeigt sich, daß die Ableitung $\partial A / \partial \alpha$ diskontinuierlich für $\alpha = 0$ ist. Dies ist dadurch gegeben, daß die Ableitung ein Produkt mit einem Term der Form:

$$\left(\frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2}} \right)_{\alpha=\pm 0} = [\text{sign}(\alpha)]_{\alpha=\pm 0} = \pm 1 \quad (3.20)$$

enthält. Da aber Gl.(3.17) nicht eine Lösung der Wellengleichung darstellen kann mit kontinuierlichem Verlauf bzgl. ihrer ersten und zweiten Ableitungen für den gesamten Winkelbereich α , wird die Lösung A_2 dahin modifiziert, daß gilt:

$$A_2^* = \begin{cases} +A_2 & \text{für } \alpha > 0 \\ -A_2 & \text{für } \alpha < 0 \end{cases}, \quad (3.21)$$

womit die Bedingung für eine Lösung der Wellengleichung erfüllt ist. Damit erhält man als zweite Lösung:

$$A_2^* = \text{sign}(\alpha) \sqrt{\pi} \left[\frac{e^z}{2} - \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{1}{2}, z\right) e^z \right]. \quad (3.22)$$

Bevor man die allgemeine Lösung angibt, empfiehlt es sich, diese Lösung etwas umzuformen, da sie die Beschreibung der Strahlentheorie unter Einbezug des Diffraktionsphänomens darstellt. Um dies zu erreichen, setzt man:

$$z = -\frac{i\pi w^2}{2}, \quad w = \sqrt{\frac{2iz}{\pi}} \quad (3.23)$$

und führt die Funktion $W(w)$ mit:

$$W(w) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{1}{2}, -\frac{i\pi w^2}{2}\right) e^{\left(-\frac{i\pi w^2}{2}\right)} \quad (3.24)$$

ein, welche als Diffraktionskoeffizient interpretiert werden kann. Diese Funktion $W(w)$ hat folgende Eigenschaften:

$$W(w) \approx W(0) + \frac{w}{\sqrt{2}} e^{\left(\frac{3\pi i}{4}\right)} + O(w^2) \quad \text{mit} \quad |w| \rightarrow 0 \quad \text{und} \quad (3.25)$$

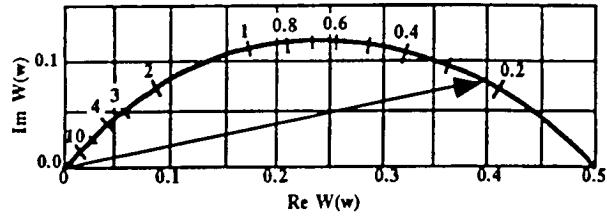
$$W(0) = \frac{1}{2}. \quad (3.26)$$

Da $\Gamma\left(\frac{1}{2}, 0\right) = \frac{1}{2}$, gilt ferner:

$$W(w) \approx \frac{1}{\pi w \sqrt{2}} e^{\left(\frac{i\pi}{4}\right)} + O\left(\frac{1}{w^2}\right) \quad \text{mit} \quad |w| \rightarrow \infty. \quad (3.27)$$

In Abb.(3.3) ist der Verlauf dieser Funktion dargestellt.

Abb.3.3: Verlauf der komplexen Funktion $W(w)$, der als Diffraktionskoeffizient interpretiert werden kann (nach *Klem-Musatov & Aizenberg, 1985*). An der Schattengrenze erreicht diese Funktion ihr Maximum von 0.5 und bei Entfernen von dieser strebt die Funktion gegen Null, wobei zusätzlich eine Phasenverschiebung von maximal $\pi/4$ auftritt.



Da W proportional zu $1/\sqrt{\tau - \tau_0}$ (Gl. 3.7 und 3.23) ist sieht man, daß ab der Schattengrenze, wo gilt $\tau = \tau_0$, $W(w)$ den Wert 0.5 annimmt und bei Entfernen von dieser gegen Null strebt.

Durch Einsetzen dieser Funktion $W(w)$ in Gl.(3.22) erhält man für die zweite Lösung A_2^* :

$$A_2^* = \text{sign}(\alpha) \sqrt{\pi} \left[\frac{1}{2} e^{\left(\frac{i\pi w^2}{2} \right)} - W(w) \right]. \quad (3.28)$$

Nach Gl.(3.23) und Gl.(3.7) gilt der Zusammenhang:

$$-\frac{i\pi w^2}{2} = i\omega(\tau_0 - \tau) \quad (3.29)$$

und mit der Substitution in Gl.(3.28) erhält man den endgültigen Ausdruck für die zweite Lösung von Gl.(3.9):

$$A_2^* = \text{sign}(\alpha) \sqrt{\pi} e^{(-i\omega\tau)} \left[\frac{1}{2} e^{(i\omega\tau_0)} - W(w) e^{(i\omega\tau)} \right]. \quad (3.30)$$

Die allgemeine Lösung der Kummer-Gleichung (3.9) erhält man durch Superposition der zwei linear unabhängigen Lösungen A_1 und A_2^* :

$$A = C_1' A_1 + C_2' A_2^*, \quad (3.31)$$

wobei C_j' beliebige Konstanten sind. Durch Substitution von A_1 und A_2^* aus Gl.(3.16) und Gl.(3.30) erhält man:

$$A = e^{(-i\omega\tau)} \left\{ C_1' e^{(i\omega\tau_0)} + \text{sign}(\alpha) \sqrt{\pi} C_2' \left[\frac{1}{2} e^{(i\omega\tau_0)} - W(w) e^{(i\omega\tau)} \right] \right\}. \quad (3.32)$$

Setzt man diesen Ausdruck für die Funktion in den Lösungsansatz Gl.(3.4) ein, so ergibt sich:

$$f = C_1' f_0 + \delta \sqrt{\pi} C_2' \left(\frac{f_0}{2} - f_d \right) \quad (3.33)$$

mit :

$$f_0 = G_0 e^{(i\omega\tau_0)} \quad (3.34)$$

$$f_d = G_0 W(w) e^{(i\omega\tau)} \quad (3.35)$$

$$\delta = \text{sign}(\alpha), \quad (3.36)$$

wobei der Koeffizient G_0 der Transportgleichung (3.5) genügt. Um Gl.(3.33) zu interpretieren ist es von Vorteil die Konstanten C_j' durch neue C_j zu derart ersetzen, daß gilt:

$$C_1' = C_1 + \frac{C_2}{2}, \quad C_2' = -\frac{C_2}{\sqrt{\pi}}, \quad (3.37)$$

womit sich Gl.(3.33) schreiben läßt als:

$$f = C_1 f_0 + C_2 f' \quad \text{mit} \quad (3.38)$$

$$f' = s f_0 + \delta f_d \quad \text{und} \quad s = \frac{1-\delta}{2}. \quad (3.39)$$

Da der erste Term von Gl.(3.38) der asymptotischen Strahlentheorie entspricht und der zweite Term die gewünschte Lösung der asymptotischen Strahlentheorie unter Berücksichtigung der Diffraktionserscheinungen beschreibt, setzt man $C_1 = 0$, $C_2 = 1$ und erhält damit:

$$f = \frac{1-\delta}{2} f_0 + \delta f_d. \quad (3.40)$$

Unter Berücksichtigung von Gl.(3.36) und (3.20) gilt dann in der beleuchteten Zone:

$$f = f_0 - f_d \quad \text{für} \quad \alpha \leq 0 \quad (3.41)$$

und im Schattenbereich des primären Wellenfeldes f_0 :

$$f = f_d \quad \text{für} \quad \alpha > 0 . \quad (3.42)$$

Ausgedrückt als Funktion der Variablen $W(w)$ mit :

$$w = \sqrt{\frac{2\omega(\tau - \tau_0)}{\pi}} \quad (3.43)$$

erhält man als abschließendes Ergebnis:

$$f = f_0 \left[1 - W(w) e^{\left(\frac{i\pi w^2}{2} \right)} \right] \quad \text{für} \quad \alpha \leq 0 \quad (3.44)$$

und

$$f = f_0 W(w) e^{\left(\frac{i\pi w^2}{2} \right)} \quad \text{für} \quad \alpha > 0 . \quad (3.45)$$

Gl.(3.41) und (3.42) bzw. Gl.(3.44) und (3.45) repräsentieren eine Lösung bestehend aus einer Summe von zwei Wellenerscheinungen. Die Lösung f_0 entspricht der asymptotischen Strahlentheorie und diese wird benötigt zur Berechnung des vollständigen Wellenfeldes, einschließlich der Diffraktionserscheinung, sowohl in der beleuchteten Zone ($\alpha \leq 0$) als auch in der Schattenzone ($\alpha > 0$). Da aber für die primäre Welle f_0 gilt:

$$f_0 = \begin{cases} f_0(\tau, \alpha) & \text{für} \quad \alpha \leq 0 \\ 0 & \text{für} \quad \alpha > 0 \end{cases} , \quad (3.46)$$

ist hier eine Wellenfortsetzung von f_0 in den Schattenbereich für G_0 und τ_0 nötig. Es kann gezeigt werden, daß nach Potenzreihenentwicklung in der Umgebung der Schattengrenze und Berücksichtigung der Terme bis zur zweiten Ordnung folgende Approximation gilt:

$$\tau_0(\tau) = \tau + \frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 \tau_0}{\partial \alpha^2} \right) \alpha^2 . \quad (3.47)$$

Da innerhalb der Schattengrenzumgebung die folgende Näherung gilt (*Klem-Musatov et al., 1994*):

$$\alpha^2 \approx O\left(\frac{1}{\omega}\right) \quad \text{für } \omega \rightarrow \infty, \quad (3.48)$$

erhält man für eine beliebige Funktion φ :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = \frac{\partial \varphi}{\partial \tau_0} \frac{\partial \tau_0}{\partial \tau} = \frac{\partial \varphi}{\partial \tau_0} + O\left(\frac{1}{\omega}\right) \quad \text{für } \omega \rightarrow \infty, \quad (3.49)$$

Damit genügt es die Funktion G , die der Transportgleichung (3.5) genügt,

$$G_0(\tau_0, \alpha) \approx G(\tau, 0) = G(\tau) \quad \text{für } \alpha = 0 \quad (3.50)$$

zu kennen. Dies bedeutet, daß die Kenntnis der Funktion G , welche die Amplituden- und Phaseninformation des diffraktierten Strahls für $\alpha=0$ beschreibt, ausreichend ist zusammen mit dem Diffraktionskoeffizienten $W(w)$, um das dynamische Verhalten der Diffraktionen vollständig zu beschreiben. Diese Approximation führt zu der Interpretation eines transversalen Diffusionsprozesses, der allein von dem Grenzschatenstrahl ausgeht und keinen Energietransport der diffraktierten Strahlen in Strahlrichtung berücksichtigt. Somit wird eine Wellenfortsetzung nur noch für τ_0 nötig, die in Kap.(3.2) beschrieben wird.

Bei Annäherung an die Schattengrenze, d.h. $\alpha \rightarrow 0$ gilt:

$$\tau \rightarrow \tau_0, \quad |w| \rightarrow 0, \quad W(w) \rightarrow W(0) = \frac{1}{2} \quad (3.51)$$

und damit:

$$|f_d| \rightarrow \frac{f_0}{2} \quad \text{wenn } |\alpha| \rightarrow 0, \quad (3.52)$$

womit das gesamte Wellenfeld $f = f_0/2$ beträgt, wenn $\alpha = 0$ ($\tau = \tau_0$) ist. Die Amplitude der Lösung der asymptotischen Strahlentheorie f_0 wird somit an der Schattengrenze um 50% erniedrigt.

Die Lösung f_d besitzt unterschiedliche Vorzeichen bzgl. der Schattengrenze ($\alpha = 0$), die auch als Phaseninversion des diffraktierten Einsatzes bekannt ist. Diese Phaseninversion kann auch als eine Energiebalanzierung des Diffusionsprozesses gedeutet werden, d.h. der Ener-

giefluß in den Schattenbereich hinein (positives Vorzeichen) muß gleich dem Energiefluß aus der beleuchteten Zone (negatives Vorzeichen) entsprechen. Dieser transversale Diffusionsprozeß, auch als Gleichung der transversalen Diffusion bekannt (*Fock, 1965*), führt somit zu einem Ausgleich der Amplituden in der Nähe der Schattengrenze. Dieser Prozeß, der sich tangential zur diffraktierenden Wellenfront ausbreitet, wird u.a. beschrieben durch die hier abgeleitete Edge-Wave-Lösung. Diese Lösung besitzt nur Gültigkeit in der Umgebung von Gl.(3.3), die in Kapitel (3.1.2) noch näher quantifiziert wird. Dies kann dahingehend interpretiert werden, daß außerhalb dieses Gültigkeitsbereichs die transversale Diffusion einen vernachlässigbaren Einfluß annimmt, und diese durch den Energietransport in Strahlenrichtung überdeckt wird, wie sie mit der geometrischen Diffraktionstheorie von *Keller (1962)* beschrieben wird. Eine Verknüpfung dieser zwei Methoden, welche einer Erweiterung des EWA ohne die Approximation von Gl.(3.50) entspricht, wird in Kap.(4.5) vorgestellt.

Der Aussage, daß diese Methode des EWA das Reziprozitätsprinzip erfüllt (*Klem-Musatov & Aizenberg, 1989*), muß widersprochen werden. Zwar gilt kinematisch die Umkehrbeziehung, jedoch schon bei einem homogenen Modell mit einer Winkelabhängigkeit des Reflexionskoeffizienten werden zwei Grenzschatenstrahlen mit unterschiedlichen Einfallswinkeln zur Berechnung des Wellenfeldes f_0 herangezogen. Da ferner Laufzeitapproximationen zur Berechnung des Diffraktionskoeffizienten $W(w)$ benötigt werden, welche im allgemeinen ebenfalls nicht das Reziprozitätsprinzip erfüllen, muß der EWA als nicht reziprok eingestuft werden.

Um dieses bis jetzt sehr theoretische Verfahren des EWA zu veranschaulichen, ohne so gleich auf eine detaillierte Beschreibung einzugehen, ist in Abb.(3.4) ein synthetisches Beispiel gezeigt. Durch diese Ergänzung der Edge-Waves zur Lösung der asymptotischen Strahlentheorie werden realistischere Seismogramme erhalten.

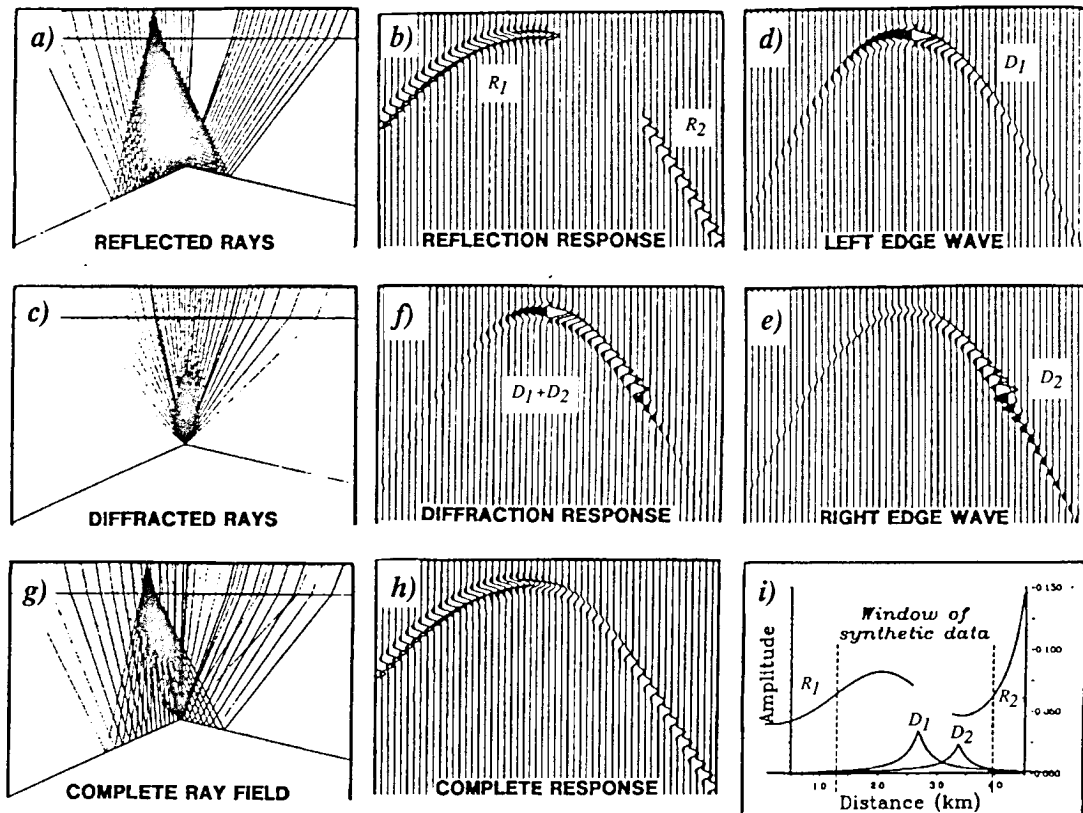


Abb.3.4: In Abb.(3.4a) ist der reguläre Strahlenverlauf mit der Synthetik in Abb.(3.4b) gezeigt, wie sie mit der Standard-Strahlenmethode vorliegen würde. Dieses Wellenfeld weist eine Schattenzone zwischen den reflektierten Einsätzen R_1 und R_2 auf. Um diese Schattenzone mit Hilfe von Diffraktionen zu ergänzen, werden zwei Diffraktionen, ausgehend von der Modelldiskontinuität, benötigt (Abb. 3.4c). Die zugehörige Synthetik der Edge-Waves ist für den linken Grenzschatenstrahl in Abb.(3.4d) und für den rechten Grenzschatenstrahl in Abb.(3.4e) gezeigt. Deutlich ist hier der Phasenwechsel an der Position des Grenzschatenstrahls zu erkennen. Die Superposition beider Diffraktionen D_1 und D_2 ist in Abb.(3.4f) durchgeführt worden. Das mit dem Edge-Wave vervollständigte Wellenfeld setzt sich zusammen aus dem primären Wellenfeld und dem diffraktierten Wellenfeld, was in Abb.(3.4g) für den Strahlenverlauf und in Abb.(3.4h) für die zugehörige Synthetik gezeigt ist. Dieses Wellenfeld weist keinerlei Diskontinuitäten mehr auf. In Abb.(3.4i) ist der Amplitudenverlauf der primären Einsätze R_1 und R_2 sowie der diffraktierten Einsätze D_1 und D_2 dargestellt. Der Maximalwert der Diffraktionen beträgt jeweils die Hälfte der zugehörigen Grenzschatenstrahlen (aus Klem-Musatov et al., 1994).

3.1.2 Der Bezug zur Fresnelzone

Um das horizontale Auflösungsvermögen von seismischen Wellen zu beschreiben, wird häufig das Prinzip der Fresnelzonen aus der geometrischen Optik herangezogen. Dieses Fresnelvolumen ist abhängig von der Position der Quelle als auch der Empfänger. Ferner ist dieses abhängig von den Untergrundstrukturen als auch von der Frequenz. So ist das Fresnelvolumen invers proportional zur Wurzel der Frequenz, was zur Folge hat, daß hochfrequente Fresnelvolumen schmaler sind als tieffrequente. Für den Fall einer Punktquelle A und eines Empfängerorts B wird dieses Volumen beschrieben durch die Ungleichung:

$$|\tau(F,A) + \tau(F,B) - \tau(A,B)| \leq \frac{1}{2} T \quad (3.53)$$

wobei $\tau(A,B)$ einer Laufzeit eines Strahls Ω entspricht von A über O_F nach B (siehe Abb. 3.5) und T eine Schwingungsperiode bei vorgegebener Frequenz ist, d.h. $T = 2\pi/\omega$.

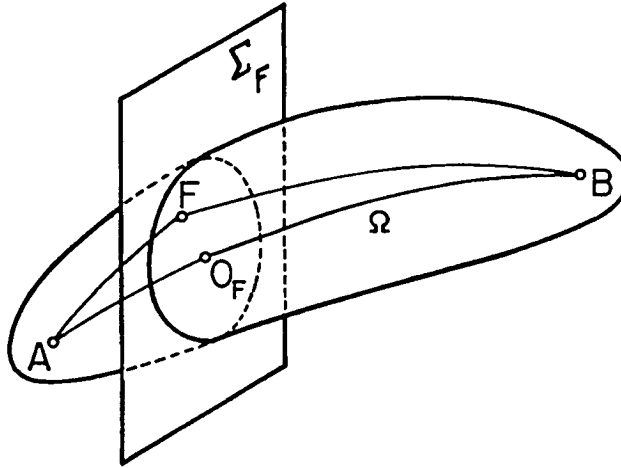


Abb.3.5: Geometrische Interpretation des Fresnelvolumens. Alle Strahlen von A nach B über F , die eine kleinere Laufzeitdifferenz als eine halbe Schwingungsperiode aufweisen, werden der ersten Fresnelzone des Punktes O_F auf dem Strahl Ω zugewiesen (aus Červený & Soares, 1992).

Unter der Annahme eines homogenen Mediums mit der Mediumsgeschwindigkeit c ($= \text{const.}$), kann die Gl.(3.53) geschrieben werden als:

$$|l(F,A) + l(F,B) - l(A,B)| \leq \frac{1}{2} \lambda, \quad (3.54)$$

wobei $\lambda = cT$ der Wellenlänge und $l(A,B)$ der Entfernung zwischen den Punkten (A,B) entspricht, und $l(F,A)$ bzw. $l(F,B)$ die jeweiligen Entfernungen zwischen den Punkten (F,A) bzw. (F,B) repräsentieren. Alle Punkte F , die Gl.(3.53) bzw. (3.54) erfüllen, werden der ersten Fresnelzone des Punktes OF zugeordnet. Für das seismische Auflösungsvermögen läßt sich dieser Sachverhalt derart veranschaulichen, daß alle Strahlen vom Punkt A zum Empfängerpunkt B einen Beitrag im Empfängerpunkt B liefern, sofern sie innerhalb des ersten Fresnelvolumens liegen. Die Größe der Fresnelzone ist für ein geologisch komplexes Untergrundmodell in Abb.(3.6a) und (3.6b) für jeweils zwei unterschiedliche Frequenzen dargestellt.

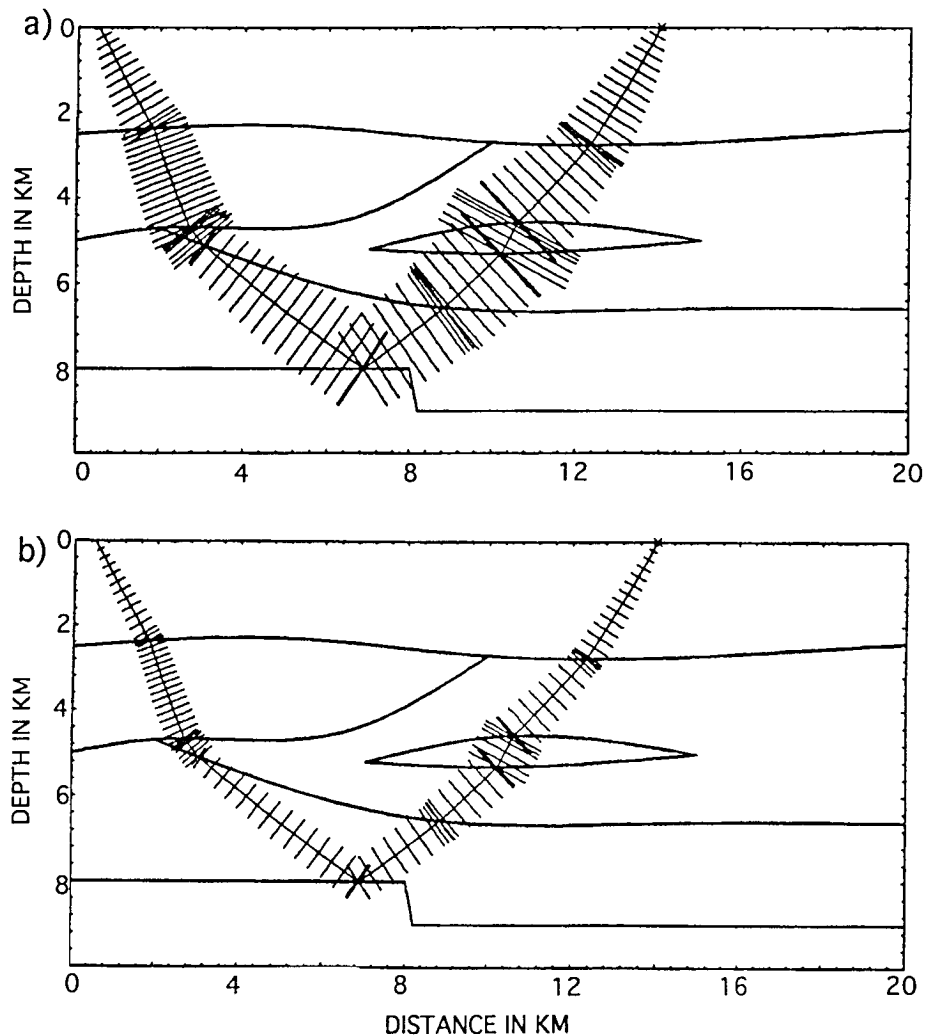


Abb.3.6: Frequenzabhängigkeit der ersten Fresnelzone senkrecht zu einem Zentralstrahl. In Abb.(3.6a) wurde eine Frequenz von 20 Hz zugrunde gelegt, während in Abb.(3.6b) eine Frequenz von 100 Hz eine deutliche Verkleinerung der Fresnelradien bewirkt (nach Červený & Soares, 1992).

Der Strahlenverlauf mit den zugehörigen Fresnelradien senkrecht zu den Strahlen zeigt starke Frequenzabhängigkeit, insbesondere liegt die vertikale Stufe in der Tiefe von 8 km für 100 Hz nicht innerhalb der ersten Fresnelzone, während dies für 20 Hz der Fall ist.

Dieses Verfahren kann dazu verwendet werden, um Abschätzungen der Qualität, d.h. den Gültigkeitsbereich von strahlentheoretischen Seismogrammen, zu überprüfen (Červený & Soares, 1992).

Um den Einflußbereich von diffraktierten Wellen zu untersuchen, empfiehlt es sich, das Amplitudenverhalten als Funktion des Abstandes von der Schattengrenze darzustellen. Da die Amplitude der diffraktierten Welle proportional zur Amplitude der einfallenden Welle f_0 ist mit dem Proportionalitätsfaktor $W(w)$, genügt es, das Argument der Funktion $W(w)$ zu analysieren. Nach Gl.(3.43) gilt:

$$w = \sqrt{\frac{2\omega(\tau - \tau_0)}{\pi}}. \quad (3.55)$$

Setzt man ein homogenes Medium voraus mit der Mediumsgeschwindigkeit c , so gelten folgende Zusammenhänge:

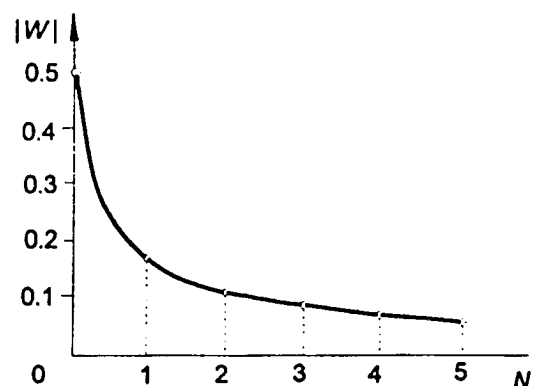
$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}, \quad l = c(\tau - \tau_0) \quad \text{und} \quad N = \frac{l}{\lambda/2} \quad (3.56)$$

wobei λ der seismischen Wellenlänge entspricht. N repräsentiert die Laufzeitdifferenz ausgedrückt in halben Wellenlängen, welches der Anzahl Fresnelzonen entspricht für diese Laufzeitdifferenz. Damit erhält man folgenden Zusammenhang

$$w = \sqrt{2N}. \quad (3.57)$$

Die Funktion $W(N)$ ist in Abb.(3.7) graphisch sowie tabellarisch in Tabelle (3.1) gezeigt.

Abb.3.7: Abhängigkeit der Funktion $|W|$ als Funktion der ersten Fresnelzone N . Ein asymptotischer Verlauf von $|W|$ wird erst ab $N=2$ erreicht (aus Klem-Musatov et al., 1994).



N	0	1	2	3	4	5
$ W $	0.50	0.17	0.11	0.09	0.08	0.07

Tab.3.1: Abhängigkeit der Funktion $|W|$ als Funktion der ersten Fresnelzone N (aus *Klem-Musatov et al., 1994*).

Aus diesen Darstellungen erkennt man, daß die Amplituden der diffraktierten Einsätze innerhalb der ersten Fresnelzone auf einen e -ten Teil der Anfangsamplitude abgeklungen sind. Dies ist konform mit den Laufzeituntersuchungen, die besagen, daß nur Reflexionselemente in einer Umgebung der ersten Fresnelzone nennenswerte Beiträge am Empfängerort liefern. Aber aus der Abb.(3.7) wird deutlich, daß der asymptotische Amplitudenverlauf (siehe auch Gl. 3.27) erst nach der zweiten Fresnelzone erreicht wird, welches einer Schwingungsperiode T bzw. $w = 2$ entspricht. Innerhalb der ersten zwei Fresnelzonen bzw. wenn die Laufzeitdifferenz $(\tau - \tau_0)$ kleiner als eine Periode T ist, sind die größten Amplitudenänderungen zu erwarten. Damit kann jetzt auch die nähere Umgebung der Schattengrenze quantifiziert werden, innerhalb welcher die Edge-Wave-Theorie ihren Gültigkeitsbereich hat. Setzt man $w = 2$ in Gl.(3.29) ein und vergleicht diese mit Gl.(3.3), so gilt für die Konstante C , welche die Umgebungsfläche definiert:

$$C = 2\pi . \quad (3.58)$$

Als Beispiel einer solchen Umgebungsfläche betrachtet man am einfachsten ein homogenes 2D-Medium, wobei O , S und M die jeweiligen Positionen einer Quelle, des diffraktierenden Punktes und dem Beobachtungspunkt entsprechen (Abb. 3.8). Die Größen r_0 , r und R beschreiben die jeweiligen Entfernungen OS , SM bzw. OM . Es gilt dann:

$$\tau = \frac{r_0 + r}{c}, \quad \tau_0 = \frac{R}{c} \quad \text{und} \quad (3.59)$$

$$w = \sqrt{\frac{2\omega(\tau - \tau_0)}{\pi}} = \sqrt{\frac{2\omega(r_0 + r - R)}{\pi c}} = 2\sqrt{\frac{(r_0 + r - R)}{\lambda}}, \quad (3.60)$$

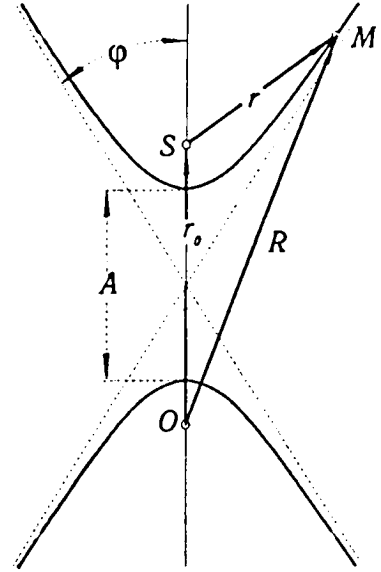
wobei λ der Wellenlänge entspricht.

Um die Umgebungsfläche für $w = \text{const.}$ zu betrachten, schreibt man die Gl.(3.60) als:

$$R - r = A, \quad A = r_0 - \frac{\lambda w^2}{4} . \quad (3.61)$$

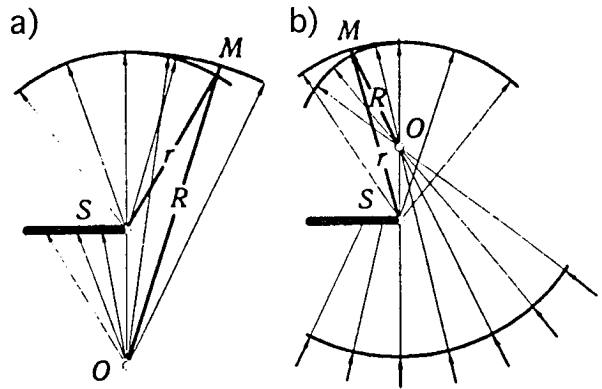
Für $w = \text{const.}$ gilt dann auch, daß $A = \text{const.}$, und somit ebenfalls, daß die Differenz $R - r$ konstant ist. Diese Gl.(3.61) beschreibt eine Hyperbel mit den Brennpunkten O und S , wobei die Differenzen der Entfernungen von O bzw. S zu einem beliebigen Punkt M konstant und gleich A sind (Abb. 3.8).

Abb.3.8: Geometrische Interpretation einer Umgebungsfläche, innerhalb welcher der EWA seinen Gültigkeitsbereich hat ($R - r = r_0 - \lambda$). O stellt die Quellposition dar und S den Diffraktor. M ist ein Beobachtungspunkt auf dieser Umgebungsfläche, welche einer Hyperbel mit den Brennpunkten S und O entspricht (aus Klem-Musatov et al., 1994).



Ein strahlengeometrisches Modell für $R > r$ ist in Abb.(3.9a) gezeigt.

Abb.3.9: Strahlengeometrische Interpretation einer Umgebungsfläche innerhalb welcher der EWA seinen Gültigkeitsbereich hat ($R - r = r_0 - \lambda$). In Abb.(3.9a) liegt ein divergentes und in Abb.(3.9b) ein konvergentes primäres Wellenfeld am Diffraktor S vor (aus Klem-Musatov et al., 1994).



Der Fall $R < r$ tritt auf, wenn der Punkt O einer Kaustik zugeordnet werden kann. Am Punkt S gilt dann $R < 0$, so daß der Punkt O dann einer Senke und nicht einer Quelle entspricht (Abb. 3.9b). Der Bereich, der die Brennpunkte O und S umgibt, wird durch die Hyperbel mit $w = 2$ beschrieben, d.h. $A = r_0 - \lambda$ beschreibt die Schattengrenzumgebung. Der Öffnungswinkel φ wird bestimmt durch (siehe Abb. 3.8):

$$\varphi = \arctan \sqrt{\left(\frac{r_0}{A}\right)^2 - 1} . \quad (3.62)$$

Analog zu den frequenzabhängigen Fresnelvolumen gilt hier:

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} \rightarrow 0, \quad A = r_0 - \lambda \rightarrow r_0 \quad \text{und} \quad \varphi \rightarrow 0 \quad \text{wenn} \quad \omega \rightarrow \infty . \quad (3.63)$$

Eine Limitation des Edge-Wave-Algorithmus bzgl. des kleinsten Abstandes eines Diffraktors S von der Quelle bzw. einer Kaustik O wird dadurch bestimmt, daß diese geometrische Interpretation nur möglich ist, wenn $A > 0$ ist. Dies bedingt, daß folgende Ungleichung stets erfüllt sein muß:

$$r_0 > \lambda . \quad (3.64)$$

Diese Bedingung muß erfüllt sein für $w = 2$. Außerhalb der Schattengrenzumgebung vergrößert sich der geforderte Abstand nochmals nach Gl.(3.61).

Darüber hinaus gibt es eine Reihe weiterer Begrenzungen und Beschränkungen, die durch die praktische Realisierung bedingt sind. Diese werden ausführlich in Kap.(4) und Kap.(5) angesprochen und diskutiert.

Ein Anwendungsbeispiel des EWA, der die Relation zwischen der Größe der Fresnelzone im Untergrund und der Laufzeitdifferenz am Beobachtungspunkt beschreibt (Gl. 3.55-3.57), ist die Charakterisierung des Amplitudenverhaltens in Abhängigkeit von der Größe der reflektierenden Untergrundstrukturen. Dabei werden die Begriffe "große", "mittlere" und "kleine" Reflexionstrukturen ("large scale, medium scale und small scale body") in Verbindung gebracht mit den Definitionen von beleuchteten, Halbschatten- und Schattenbereichen. Mathematisch ist dieser Zusammenhang von *Gelchinsky & Karaev (1980)* mittels der Größe der Fresnelzonen im Verhältnis zur Lage und Größe der reflektierenden Untergrundstrukturen für den allgemeinen 3D-Fall analysiert worden. Da aber die Berechnung der Fresnelzonen für beliebige Quell- und Empfängerpositionen und Untergrundstrukturen nicht trivial ist, bietet die Approximation über Laufzeitdifferenzen für die Anwendung erhebliche Vorteile. Die Definitionen von beleuchteten, Halbschatten- und Schattenbereichen über Laufzeitdifferenzen Δt zwischen diffraktierenden und reflektierenden bzw. fiktiv reflektierenden Strukturen sind in Abb.(3.10) dargestellt. Hier stellt R die Länge der reflektierenden Untergrundstruktur dar mit einer Quelle zentriert an der Oberfläche. Im Laufzeitdiagramm darüber erhält man von dieser Struktur die Laufzeitkurve t_R , die außerhalb dieses Reflektors analytisch fortgesetzt wurde (fiktiver Reflektor) und mit t_{CR} bezeichnet ist.

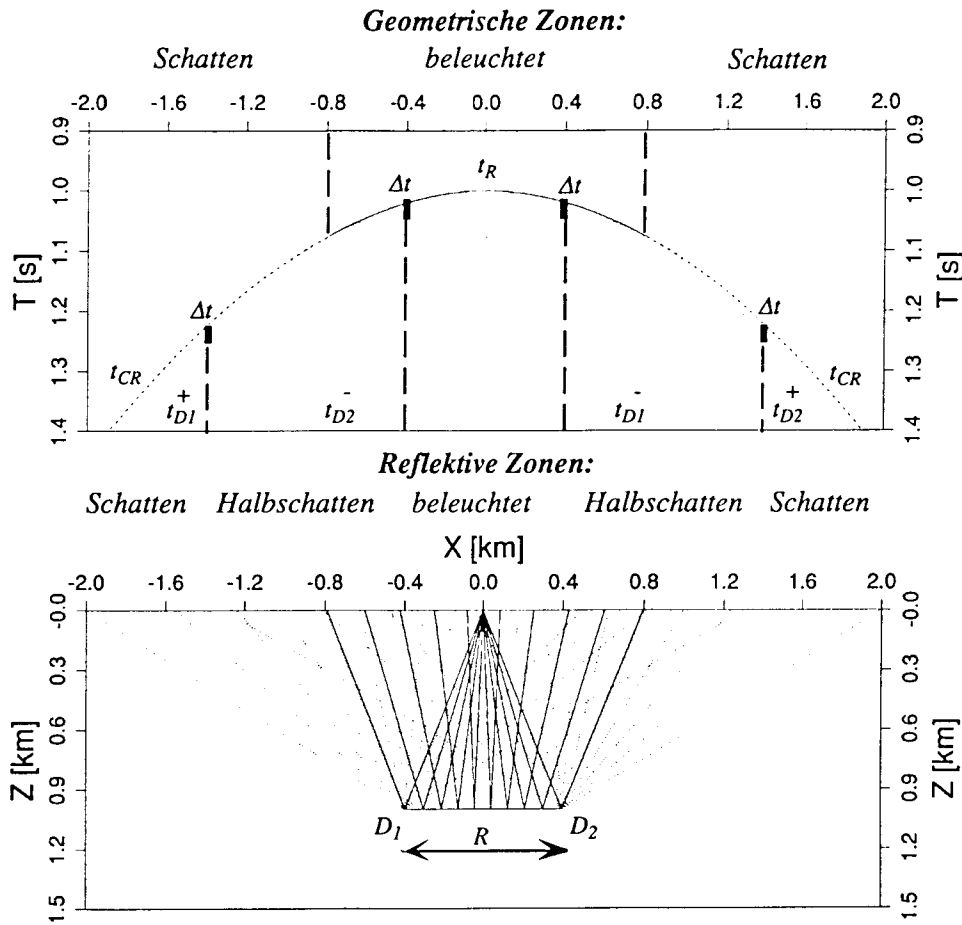


Abb.3.10: Charakterisierung des Amplitudenverhaltens in Abhängigkeit von der Größe der reflektierenden Untergrundstruktur. Die strahlgeometrischen Zonen werden in einen beleuchteten und einen Schattenbereich unterteilt, die durch die Laufzeit t_R des Untergrundreflektors R bestimmt werden. Die reflektiven Zonen, die das Amplitudenverhalten charakterisieren, werden unterteilt in einen beleuchteten-, Halbschatten- und Schattenbereich. Diese Bereiche werden durch die Laufzeitdifferenzen Δt bzgl. des reflektierten Einsatzes t_R bzw. seine analytische Fortsetzung t_{CR} im Verhältnis zu den diffraktierten Laufzeiten in der geometrisch beleuchteten Zone t_{D1}^- , t_{D2}^- und in der geometrischen Schattenzone t_{D1}^+ , t_{D2}^+ der Diffraktoren D_1 , D_2 beschrieben.

Die zugehörigen Diffraktionslaufzeiten von den Reflektorkanten D_1 und D_2 sind mit t_{D1}^+ , t_{D2}^+ im geometrischen Schattenbereich bzw. mit t_{D1}^- , t_{D2}^- im geometrisch beleuchteten Bereich angegeben. Die diskutierten Bereiche lassen sich wie folgt in Abhängigkeit einer vorgegebenen Schwingungsperiode T charakterisieren:

- beleuchtet: Laufzeitdifferenz zwischen primärer Reflexion und Diffraction
 $\Delta t > T/2$
- Halbschatten: Laufzeitdifferenz zwischen primärer/fiktiver Reflexion und Diffraction
 $\Delta t \leq T/2$

- Schatten: Laufzeitdifferenz zwischen fiktiver Reflexion und Diffraktion $\Delta t > T/2$.

Durch Verkleinerung der Reflektorgröße R nähern sich die Halbschattenbereiche sowie die Laufzeiten t_{D1}^- und t_{D2}^+ bzw. t_{D1}^+ und t_{D2}^- immer weiter an. Dies hat zur Folge, daß das Amplitudenverhalten des Reflexionsbildes dieser Struktur durch Interferenzbildung erheblich verändert wird. Die Größe der Untergrundstruktur R läßt sich nun wie folgt klassifizieren, wobei diese im Verhältnis zur Größe des Radius der Fresnelzone r_f angegeben werden kann (Gelchinsky & Karaev, 1980):

- große Strukturen: Halbschattenbereiche sind getrennt durch eine beleuchtete Zone:

$$2.1 - 2.8 \leq R/r_f \quad (3.65)$$

- mittelgroße Strukturen: die Halbschattenbereiche überlappen und die Einsätze zu den Laufzeiten t_{D1}^- und t_{D2}^+ bzw. t_{D1}^+ und t_{D2}^- sind separiert (keine Interferenz vorhanden):

$$0.3 - 0.4 < R/r_f < 2.1 - 2.8 \quad (3.66)$$

- kleine Strukturen: die Halbschattenbereiche überlappen und die Einsätze zu den Laufzeiten t_{D1}^- und t_{D2}^+ bzw. t_{D1}^+ und t_{D2}^- interferieren (keine Separation vorhanden):

$$R/r_f \leq 0.3 - 0.4 \quad (3.67)$$

Inwieweit die Strahlenmethode unter Einbezug des EWA diese Charakterisierung des Amplitudenverhaltens in Abhängigkeit von der Größe der reflektierenden Untergrundstrukturen zu beschreiben vermag, soll anhand einer Gegenüberstellung zu FD-Seismogrammen für den akustischen Fall eines Einzelschusses gezeigt werden (Abb. 3.11). Um einen Vergleich des Amplitudenverhaltens insbesondere der diffraktierten Einsätze zu gewährleisten, wurden die Seismogramme normiert auf den primären Einsatz des großen Reflektors für den vertikalen Einfall (0 km) der jeweilig benutzten Methode. Der EWA zeigt generell eine gute Übereinstimmung mit dem FD-Seismogramm für alle drei Untergrundstrukturen, was für spätere komplexe Modellkonfigurationen eine grundlegende Voraussetzung ist. Für das große Reflektorelement (Abb. 3.11a) entspricht die Amplitudenstärke im beleuchteten Bereich der des wahren Untergrundelementes, wobei die diffraktierten Einsätze etwas geringer ausfallen bei dem EWA gegenüber den FD-Rechnungen. Das mittelgroße Reflektorelement (Abb. 3.11b) zeigt eine gerichtete Amplitudencharakteristik wobei die

Amplituden nicht denen eines ungestörten Reflektorelements entsprechen. Hier überlappen die Halbschattenbereiche mit dem beleuchteten Bereich und die Diffraktionen interferieren mit dem primären Einsatz t_r destruktiv. Ebenfalls etwas geringere Amplitudenverläufe der diffraktierten Einsätze des EWA gegenüber den FD-Rechnungen sind zu beobachten. Für das kleine Reflektorelement (Abb. 3.11c) liegt nur eine diffuse Abstrahlcharakteristik vor, da hier alle Einsätze miteinander interferieren. Dieser Sachverhalt sollte bei der Interpretation von Amplituden seismischer Sektionen stets beachtet werden.

Trotz geringerer Abweichungen der Amplitudenverläufe zwischen diesen zwei Methoden zeigt dieses Beispiel, daß es prinzipiell möglich ist, auch kleine Reflektorelemente unter Verwendung des EWA zu modellieren. Insbesondere gewinnt diese Methode an Attraktivität, wenn man berücksichtigt, daß für die FD-Berechnungen über mehrere Stunden Rechenzeit notwendig waren, während der EWA weniger als eine Minute benötigte.

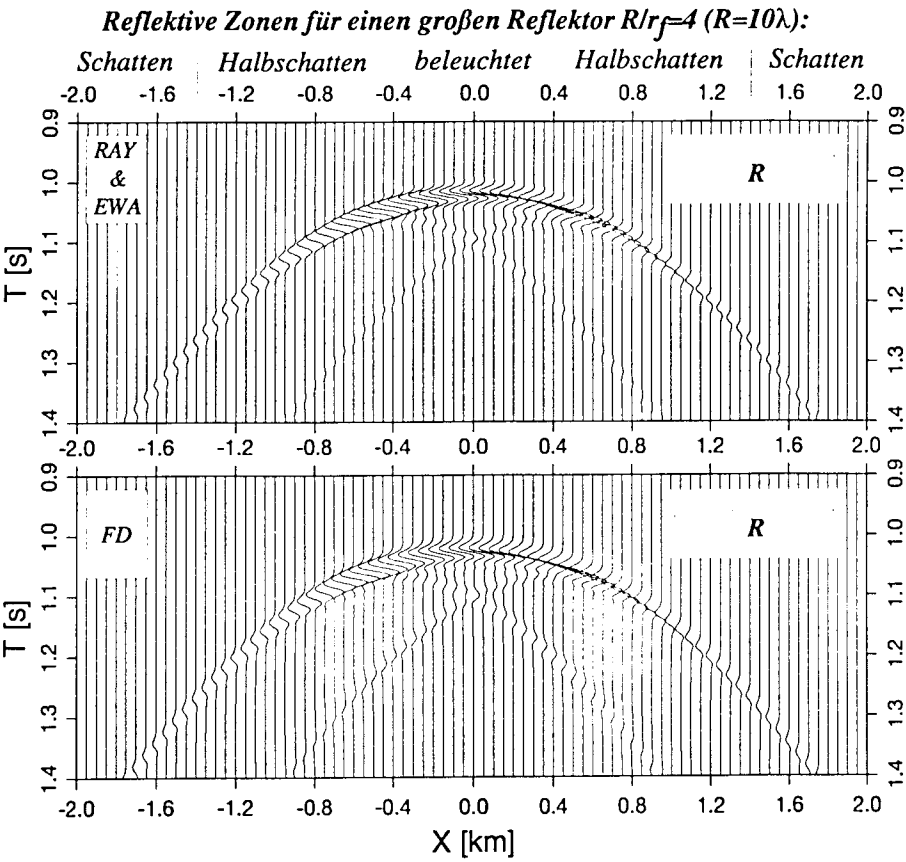


Abb.3.11a: Vergleich der Strahlenmethode unter Einbezug des EWA zu FD-Seismogrammen für eine "große" Reflektorlänge. Für diese Reflektorgroße liegen sowohl beleuchtete-, Halbschatten- und Schattenbereiche vor.

Reflektive Zonen für einen mittleren Reflektor $R/r_f=0.8$ ($R=2\lambda$):

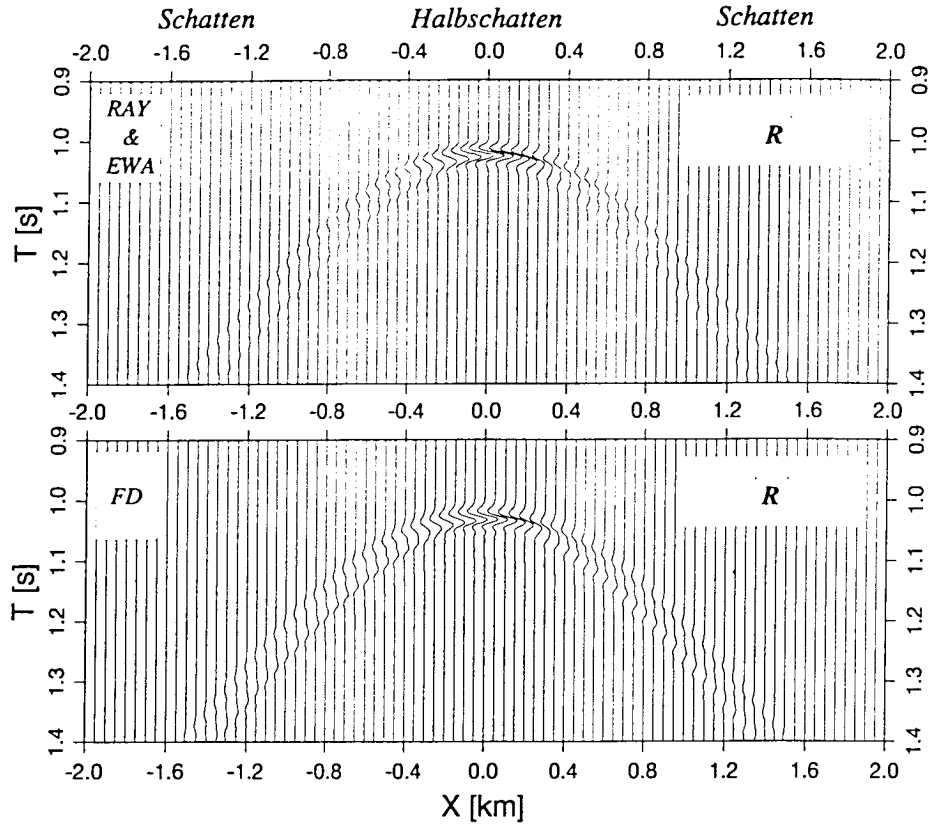


Abb.3.11b: Vergleich der Strahlenmethode unter Einbezug des EWA zu FD-Seismogrammen für eine "mittlere" Reflektorlänge. Für diese Reflektorgroße liegen nur Halbschatten- und Schattenbereiche vor.

Reflektive Zonen für einen kleinen Reflektor $R/r_f=0.2$ ($R=0.5\lambda$):

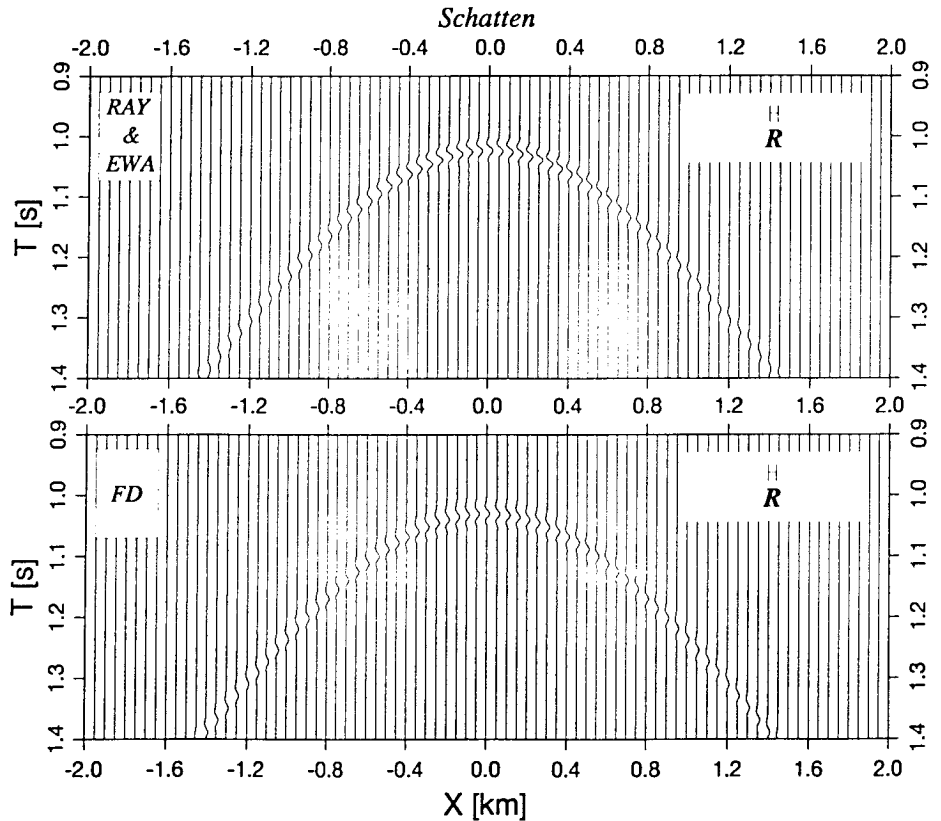


Abb.3.11c: Vergleich der Strahlenmethode unter Einbezug des EWA zu FD-Seismogrammen für eine "kleine" Reflektorlänge. Für diese Reflektorgroße liegt nur ein Schattenbereich vor.

3.2 Methoden der Wellenfeldfortsetzung

Trifft ein reflektiertes oder transmittiertes Wellenfeld auf eine Diskontinuität im Untergrund, so wird dieses Wellenfeld in mehrere Wellenfelder zerlegt. Jedes neu erzeugte Wellenfeld ist endlich bezüglich seiner räumlichen Ausdehnung, sofern die Standard-Strahlenmethode zur Bestimmung dieser Wellenfelder benutzt wird (siehe z.B. Abb. 3.4). Der Edge-Wave-Algorithmus ergänzt diese separaten Wellenfelder mittels Diffraktionen derart, daß eine "Heilung" der Wellenfelder erfolgt, bzw. er führt einen Energieausgleich durch, die vom Grenzschatenstrahl ausgeht. Die Amplitudenabnahme der Edge-Waves, ausgehend vom Grenzschatenstrahl, wird durch den Edge-Wave-Diffraktionskoeffizienten $W(w)$ bestimmt mit dem Argument w nach Gl.(3.43). Dieser Diffraktionskoeffizient ist parametrisiert durch die Differenz zwischen der Laufzeit des diffraktierten Strahls und der Laufzeit des ungestörten Strahls am gleichen Beobachtungsort. Wenn aber eine direkte Beobachtung, hervorgerufen durch einen geometrischen Schattenbereich einer Diskontinuität, nicht vorliegt, muß hier eine Wellenfortsetzung ausgehend vom Schattenstrahl in die geometrische Schattenzone erfolgen. Hierfür gibt es eine Reihe von Methoden, die auch als analytische Wellenfortsetzungsmethoden bezeichnet werden. Von diesen Methoden soll hier besonders die lineare, paraxiale und die Zylinderwellen-Approximation diskutiert und auf ihre Anwendbarkeit für das anstehende Problem getestet werden. Es sei hier bereits erwähnt, daß diese Laufzeitapproximationen bei der späteren Anwendung des EWA auf komplexe Modelle eine der größten Fehlerquellen darstellt.

3.3.1 Paraxiale, lineare und Zylinderwellen-Laufzeitapproximation für reguläre Wellenfelder

Die Berechnung von virtuellen Strahlen und den zugehörigen Laufzeiten der paraxialen Strahlentheorie (Červený, 1985) wurde von Rabbel (1987) für das anstehende Problem schon erarbeitet. Es zeigte sich an einfachen Modellkonfigurationen, daß die Anwendbarkeit der paraxialen Approximation ihren Gültigkeitsbereich überschreitet, wenn eine Wellenfortsetzung weit in den geometrischen Schatten hinein durchgeführt werden muß. Dies liegt darin begründet, daß paraxiale Strahlen virtuelle Strahlen sind, die nur in einer infinitesimalen Umgebung des Zentralstrahls ihren Gültigkeitsbereich haben (Abb. 3.12). Mathematisch wird dies durch die Ungleichung (3.68) beschrieben, die den Gültigkeitsbereich der Paraxialapproximation definiert:

$$|\mathbf{x}| \Sigma_p(Q) \ll 1. \quad (3.68)$$

Die Wellenfrontkrümmung $\Sigma_p(Q)$ des Zentralstrahls am Beobachtungsort Q kann berechnet werden mit Hilfe der lokalen Geschwindigkeit $c(Q)$ und den paraxialen Größen des Zentralstrahls p_2 und q_2 (siehe Kap. 2.3):

$$\Sigma_p(Q) = c(Q)p_2(Q)/q_2(Q) \quad \text{wobei} \quad (3.69)$$

$$\underline{x} = [x(M) - x(Q), z(M) - z(Q)]^T \quad (3.70)$$

der Differenzenvektor \underline{x} zwischen dem zu approximierenden Beobachtungsort M und dem Beobachtungsort Q des Zentralstrahls darstellt. In Gl.(3.70) ist T als Transponiervorschrift zu interpretieren. Der Gültigkeitsbereich kann somit während der Paraxialapproximation überprüft werden, jedoch bietet die Kenntnis des Überschreitens des Gültigkeitsbereichs nicht unmittelbar eine Lösung für das anstehende Problem.

Die gewünschte paraxiale Laufzeit $\tau_p(M, Q)$ im kartesischen Koordinatensystem (x, z) kann in folgender Weise berechnet werden (*Červený & Pšenčík, 1984*):

$$\tau_p(M, Q) \approx \tau(Q) + \frac{1}{c(Q)} \underline{t}^T \underline{x} + \frac{1}{2} \underline{x}^T \underline{W} \underline{x} \quad , \quad (3.71)$$

wobei $\tau(Q)$ der Laufzeit des Zentralstrahls am Beobachtungsort Q entspricht sowie :

$$\underline{t} = (t_x, t_z)^T = (\sin i, \cos i)^T \quad (3.72)$$

der Einheitsvektor tangential zum Zentralstrahl Ω im Punkt Q mit dem Winkel i zwischen \underline{t} und der positiven Richtung der z -Achse (Abb. 3.12) ist. Die zu berechnende Laufzeitänderung enthält den Term:

$$\underline{W} = \underline{\Omega}^T \underline{A} \underline{\Omega} \quad (3.73)$$

mit der Matrix \underline{A} :

$$\underline{A} = 1/c^2(Q) \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \quad (3.74)$$

und der Rotationsmatrix $\underline{\Omega}$, welche die Transformation von strahlzentrierten in lokal kartesische Koordinaten durchführt:

$$\underline{\Omega} = \begin{pmatrix} \cos i & -\sin i \\ \sin i & \cos i \end{pmatrix}. \quad (3.75)$$

Die Komponenten von \underline{A} berücksichtigen sowohl die Wellenfrontkrümmung als auch das lokale Geschwindigkeitsgesetz, d.h. Geschwindigkeitswerte und deren Gradienten parallel und senkrecht zu $\underline{\Omega}$:

$$\begin{aligned} A_{11} &= c^2(Q) p_2(Q) / q_2(Q) \\ A_{12} &= A_{21} = (\partial c / \partial z) t_x - (\partial c / \partial x) t_z . \\ A_{22} &= -[(\partial c / \partial z) t_z + (\partial c / \partial x) t_x] \end{aligned} \quad (3.76)$$

Diese paraxiale Laufzeit $\tau_p(M, Q)$ ist nur definiert für $q_2 \neq 0$ (siehe A_{11} in Gl. 3.76) was bedeutet, daß der Beobachtungspunkt Q nicht mit einer Kaustik zusammen fallen darf. In diesem Fall, was bei der späteren Anwendung stets zu überprüfen ist, läßt sich immer noch eine lineare Laufzeitapproximation durchführen durch Vernachlässigung des dritten Terms von Gl.(3.71), so daß gilt:

$$\tau_i(M, Q) \approx \tau(Q) + \frac{1}{c(Q)} \underline{t}^T \underline{x} . \quad (3.77)$$

Geometrisch bedeutet dies eine lineare Fortsetzung tangential zur Wellenfront vom Beobachtungsort Q des Zentralstrahls $\underline{\Omega}$ zum Empfängerort M unter Verwendung des lokalen Geschwindigkeitsgesetzes c , welches der Wellenfront $\Sigma_L(Q)$ in Abb.(3.12) entspricht. Wie aus dieser Abbildung ersichtlich ist, steht die Wellenfront $\Sigma_L(Q)$ senkrecht zum Zentralstrahl $\underline{\Omega}$, jedoch nicht zum approximierten Strahl im gewünschten Beobachtungspunkt M , was die Bedingung wäre für eine exakte Approximation. Dies gilt auch für die Standardparaxialapproximation, welche sich geometrisch veranschaulichen läßt, indem man die Wellenfront $\Sigma_p(Q)$ vom Beobachtungspunkt Q entlang des Strahls $\underline{\Omega}$ verschiebt bis die Wellenfront den Beobachtungspunkt M schneidet. Um diesen Fehler zu minimieren, wurde von *Rabbel (1987)* eine Korrektur vorgeschlagen, indem eine Verschiebung der Wellenfront $\Sigma_p(Q)$ analytisch bis zum Punkt R vorgenommen wird (Abb.3.12). Die Komponente A_{11} der Matrix \underline{A} (Gl. 3.74) der modifizierten Paraxialapproximation lautet dann:

$$A_{11} = c^2(Q) p_2(R) / q_2(R) = c^2(Q) p_2(Q) / [p_2(Q) \underline{t}^T \underline{x} + q_2(Q)] . \quad (3.78)$$

Diese modifizierte Approximation ergibt eine Verbesserung, sofern die Bedingung:

$$\underline{t}^T \underline{x} > 0$$

(3.79)

erfüllt ist. Der Verlauf dieser Wellenfront ist in Abb.(3.12) mit $\Sigma_p(R)$ gekennzeichnet.

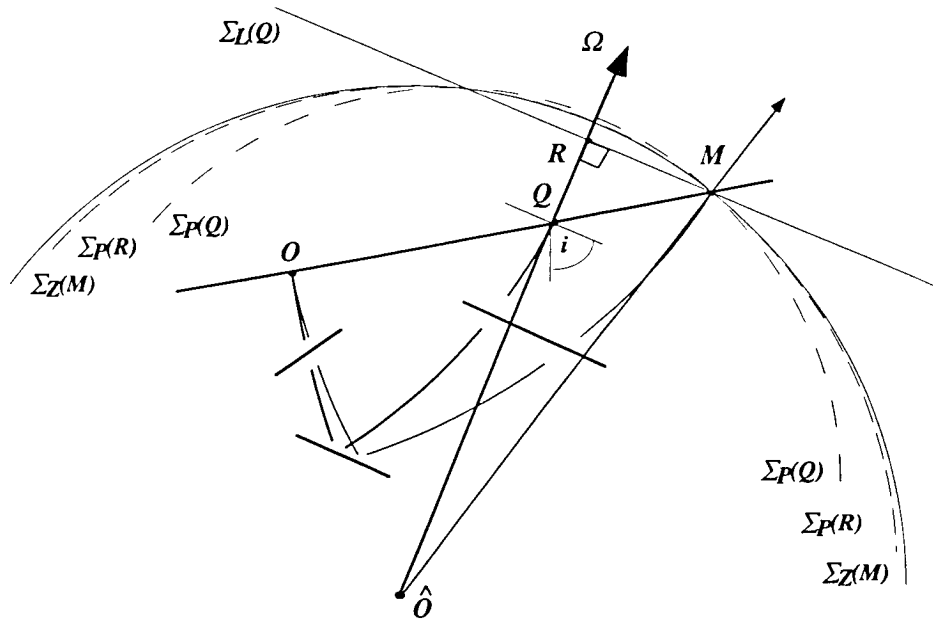


Abb.3.12: Geometrische Interpretation der Wellenfronten, wie sie zur Approximation der Laufzeit an einem gewünschten Beobachtungspunkt M berechnet werden. Ausgangsbasis der Approximation bildet der Zentralstrahl Ω vom Quellpunkt O zum Beobachtungspunkt Q mit seinem virtuellen Quellpunkt \hat{O} . Die lineare Wellenfront $\Sigma_L(Q)$, die paraxiale Wellenfront $\Sigma_P(Q)$ als auch die paraxiale Wellenfront mit Korrekturterm $\Sigma_P(R)$ stehen nur senkrecht zum Zentralstrahl Ω . Die Wellenfront der Zylinderwellen-Approximation $\Sigma_Z(M)$, die exakt ist für homogene Medien, steht sowohl senkrecht zum Zentralstrahl Ω als auch zum approximierten Strahl im Beobachtungspunkt M .

Alternativ zu den Paraxialapproximationen, welche durch eine Taylor-Reihenentwicklung hervorgehen, soll hier die Zylinderwellen-Approximation diesen gegenübergestellt werden. Diese Zylinderwellen-Approximation erfüllt die Bedingung, daß sowohl die Wellenfront $\Sigma_Z(M)$ senkrecht zum Zentralstrahl Ω als auch zum approximierten Strahl am Ort M steht (Abb.3.12), so daß diese Approximation exakt ist für konstante Untergrundgeschwindigkeiten und eine Lösung für Kugel- bzw. Zylinderwellen darstellt. Die approximierte Laufzeit $\tau_z(M, Q)$ ergibt sich aus:

$$\tau_z(M, Q) = \tau(Q) + \frac{1}{c(Q)} \underline{t}^T \underline{x} + \frac{1}{c(Q)} \left[\left(\underline{t}^T \underline{x} + \frac{q_2(Q)}{c(Q)p_2(Q)} \right)^2 + (\underline{n}^T \underline{x})^2 \right]^{1/2} - \frac{1}{c(Q)} \left(\underline{t}^T \underline{x} + \frac{q_2(Q)}{c(Q)p_2(Q)} \right) \quad (3.80)$$

mit dem Einheitsvektor \underline{n} orthogonal zum Einheitsvektor \underline{t} :

$$\underline{n} = (n_x, n_z)^T = (\cos i, -\sin i)^T. \quad (3.81)$$

Um die Laufzeitapproximationen bei einfachen Modellkonfigurationen zu testen, werden zunächst Strukturen mit homogenem Oberbau untersucht (Abb. 3.13a-f).

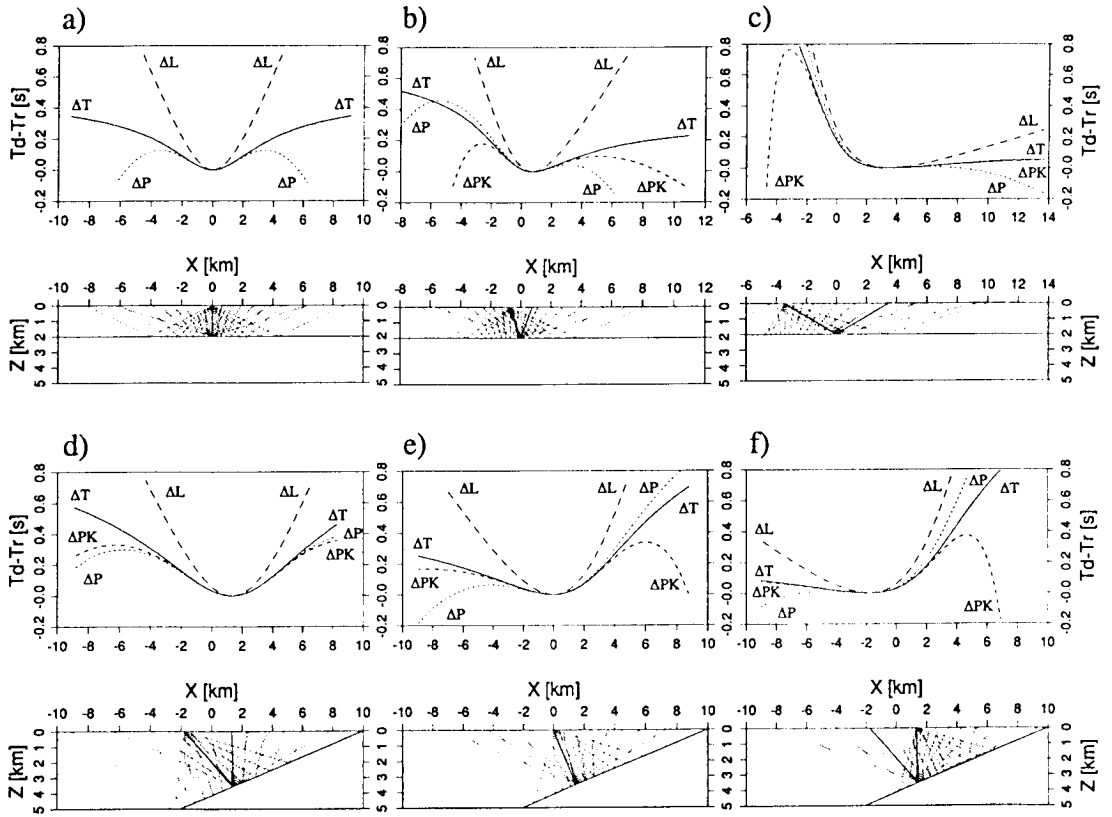


Abb.3.13: Vergleich von Laufzeitapproximationen bei homogenem Oberbau. Die dargestellte Laufzeitdifferenz zwischen diffraktierten Laufzeiten (mittels Raytracing exakt bestimmt) und Reflexionslaufzeiten (mittels Approximationsverfahren berechnet) bestimmen den Edge-Wave-Diffraktionskoeffizienten. Die exakte Laufzeitdifferenz ist mit ΔT gekennzeichnet, während die approximierten Laufzeitdifferenzen mit ΔL für die lineare Approximation, ΔP für die Paraxialapproximation und ΔPK für die Paraxialapproximation mit Korrekturterm gekennzeichnet sind. Die approximierten Laufzeiten sind berechnet anhand eines Zentralstrahls (Grenzschatenstrahls), der als durchgezogene Linie im Strahlendiagramm illustriert wurde.

Da zur Berechnung des Edge-Wave-Diffraktionskoeffizienten die Laufzeitdifferenzen zwischen den diffraktierten und den regulären Einsätzen benötigt werden, ist in der Abbildung die Laufzeitdifferenz $T_d - T_r$ dargestellt. Die Diffraktionslaufzeiten wurden hier mittels Raytracing exakt bestimmt, während die Reflexionslaufzeiten vom Grenzschatenstrahl ausgehend, mit verschiedenen Approximationsverfahren berechnet wurden.

In Abb.(3.13a-c) wurde eine Diskontinuität in einer Tiefe von 2 km bei Profilkilometer 0 km angenommen. Die Quellposition befindet sich ebenfalls bei Profilkilometer 0 km , also direkt über der Diskontinuität. Die exakte Laufzeitdifferenz ist mit ΔT gekennzeichnet und entspricht für diesen homogenen Fall der Zylinderwellen-Approximation (durchgezogenen Linie). Der Grenzschatenstrahl ist als durchgezogene Linie im Strahlendiagramm gekennzeichnet. Die Laufzeitdifferenzen berechnet mittels der linearen Approximation sind mit ΔL gekennzeichnet und die der Standardparaxialapproximation mit ΔP . Am Grenzschatenstrahl erhält man die exakte Laufzeitdifferenz 0 Sekunden für alle Approximationsverfahren, da hier der reguläre mit dem diffraktierten Strahl identisch ist. Mit zunehmender Entfernung wächst die exakte Laufzeitdifferenz ΔT symmetrisch bis auf 0.35 Sekunden . Die lineare Approximation zeigt deutlich zu große Laufzeitdifferenzen, was bei einer späteren Anwendung dieser Approximation zur Folge hätte, daß die diffraktierten Einsätze stark gedämpft würden. Die Paraxialapproximation zeigt in der näheren Umgebung des Grenzschatenstrahls eine gute Übereinstimmung, jedoch in größerer Entfernung nimmt die Laufzeitdifferenz wieder ab und erreicht bei 5.5 Kilometer sogar wieder den Wert 0 Sekunden , was bei einer späteren Anwendung zur Oszillation der Diffraktionsamplituden führen würde. Die von *Rabbel* (1987) vorgeschlagene Korrektur der Paraxialapproximation ist für den vertikalen Einfall auf eine söhlige Struktur identisch mit der Standardparaxialapproximation.

Bei einem Reflexionswinkel von 20° (Abb. 3.13b) erhält man prinzipiell den gleichen Verlauf für ΔL und ΔP . Die Verwendung des Paraxialkorrekturterms ΔPK führt für den positiven Entfernungsbereich jenseits des Grenzschatenstrahls zu einer Verbesserung, jedoch für den negativen Bereich tritt eine erhebliche Verschlechterung ein, da hier die Bedingung (Gl. 3.79) verletzt wurde. Dies wird um so deutlicher wenn der Reflektionswinkel auf 60° erhöht wird (Abb. 3.13c). Während die lineare Approximation zu große Laufzeitdifferenzen anzeigt, nimmt die Standardparaxialapproximation zu kleine und sogar negative Werte an. Die Paraxialapproximation mit Korrekturterm zeigt nahezu korrekte Werte für den positiven Entfernungsbereich, jedoch durch das Überschreiten des Gültigkeitsbereichs wird ein starkes Oszillieren der Laufzeitdifferenz im negativen Entfernungsbereich verursacht. Für das dynamische Verhalten der Diffraktionen ist der sehr asymmetrische Verlauf der Laufzeitdifferenz ΔT und insbesondere die kleinen Laufzeitdifferenzen für den positiven Entfernungsbereich in Abb.(3.13c) zu bemerken. Wenn der Schattenbereich einer Diskontinuität im positiven

Entfernungsbereich liegt, führt dies dazu im Gegensatz zum negativen Entfernungsbereich, daß eine sehr schwache Amplitudenabnahme der Diffraktionen eintreten würde.

Wie sich diese Approximationen bei einem geneigten Reflektor verhalten, ist in Abb.(3.13d-f) gezeigt. Die lineare Approximation ΔL zeigt durchgehend zu große Werte an. Die Standardparaxialapproximation neigt dazu, die Laufzeitdifferenz jenseits des Grenzschattenstrahls kurzweilig auf 0 Sekunden abklingen zu lassen. Die Paraxialapproximation mit Korrekturterm ΔPK zeigt eine Verbesserung im Vergleich zur Standardparaxialapproximation, sofern die Bedingung (Gl. 3.79) eingehalten wurde.

Inwieweit diese Approximationen einen "schwach" inhomogenen Untergrund nachvollziehen können, wurde in Abb.(3.14a-c) untersucht. Da hier die Zylinderwellen-Approximation keine exakte Lösung mehr beschreibt, wurde die exakte Lösung ΔT durch analytische Fortsetzung des Reflektorelements mit Hilfe des Raytracings direkt bestimmt, welches durch die Strahlen auf den geneigten Reflektor im Strahlendiagramm belegt ist. Die exakte Lösung ist kontinuierlich bis auf den Bereich, wo die horizontale Grenzschicht auf den geneigten Reflektor stößt. Hier erhält man einen Versatz in der Laufzeitdifferenz, die durch die Strahlenbrechung herbeigeführt wird. Analog zu dem homogenen Modell (Abb. 3.13) erhält man ein ähnliches Verhalten der linearen und paraxialen Approximationsverfahren.

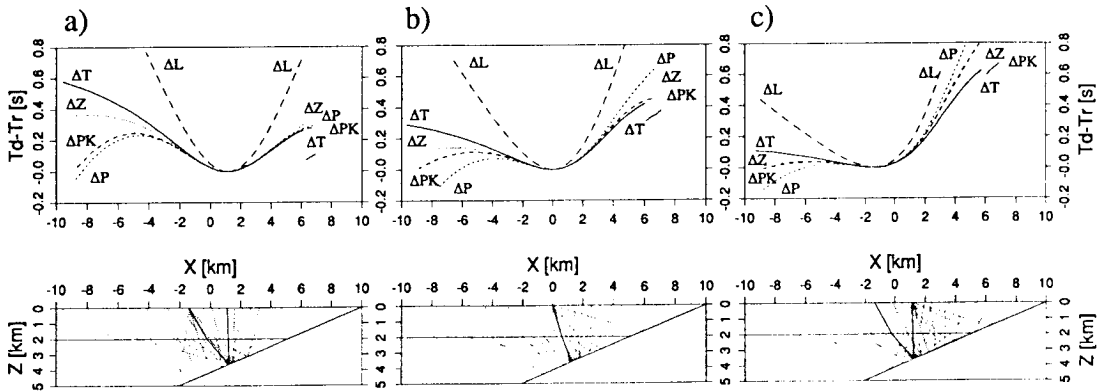


Abb.3.14: Vergleich von Laufzeitapproximationen bei einem "schwach" inhomogenen Oberbau. Die Laufzeitdifferenz zwischen diffraktierten Laufzeiten (mittels Raytracing exakt bestimmt) und Reflexionslaufzeiten (mittels Approximationsverfahren berechnet) bestimmen den Edge-Wave-Diffraktionskoeffizienten. Die exakte Laufzeitdifferenz ist mit ΔT gekennzeichnet, während die approximierten Laufzeiten mit ΔL für die lineare Approximation, ΔP für die Paraxialapproximation, ΔPK für die Paraxialapproximation mit Korrekturterm und ΔZ für die Zylinderwellen-Approximation gekennzeichnet sind. Die approximierten Laufzeiten sind berechnet anhand eines Zentralstrahls (Grenzschattenstrahls), der als durchgezogene Linie im Strahlendiagramm illustriert wurde.

Die Zylinderwellen-Approximation ΔZ zeigt eine bessere Anpassung an die exakte Laufzeitdifferenz als die anderen drei Approximationen für den negativen Entfernungsbereich

jenseits des Grenzschatenstrahls. Jedoch können die paraxialen Approximationen für den positiven Entfernungsbereich, jenseits des Grenzschatenstrahls, zu besseren Ergebnissen führen als die Zylinderwellen-Approximation, durch die Fehler bzw. die Unterschätzung der wahren Laufzeitdifferenz. Diese Erkenntnis zeigt, daß sich im voraus keine Aussagen machen lassen, welches der Verfahren zu den besten Approximationen führen wird, insbesondere bei der Zunahme der Komplexität der Strukturmodelle. Das liegt strahlentheoretisch darin begründet, daß die Approximationsverfahren nur die Strahlparameterinformation des Grenzschatenstrahls nutzen, um eine Fortsetzung durchzuführen und keine Kenntnis haben von den wahren Gegebenheiten des Modells fernab des Grenzschatenstrahls.

3.2.2 Laufzeitapproximationen für reguläre und diffraktierte Wellenfelder

Die Berechnung von Laufzeiten mit Hilfe der angesprochenen Approximationen beruhen auf der Annahme, daß in der Umgebung des Zentralstrahls, welcher bei der bevorstehenden Aufgabenlösung dem Grenzschatenstrahl entspricht, keine signifikanten Änderungen in den Strahlparametern vorliegen. Da aber ein Grenzschatenstrahl einer Diskontinuität des Wellenfeldes zugeordnet wird, werden somit die eigentlichen Voraussetzungen einer Laufzeitapproximation verletzt. Dies wird um so deutlicher, wenn man berücksichtigt, daß eine Wellenfortsetzung in ein gestörtes Medium notwendig ist, um den Diffraktionskoeffizienten für einen diffraktierten Strahl im gestörten Medium zu bestimmen. Um dieses Problem zu umgehen, wäre zu prüfen, ob es nicht angemessener wäre eine Wellenfortsetzung des gestörten diffraktierten Strahls ebenfalls unter Verwendung des ungestörten Mediums vorzunehmen. Analog zur Laufzeitapproximation des regulären Wellenfeldes bestimmt ein Zentralstrahl Ω die lokale Wellenfrontkrümmung Σ an einem Beobachtungspunkt Q , welche jetzt allerdings anhand der paraxialen Parameter p_2 und q_2 von einer diffraktierenden Untergrundstruktur bestimmt wird und nicht von der primären Quellposition. Dies setzt jedoch einen Mindestabstand der diffraktierenden Untergrundstruktur zu Kaustikzonen des primären Wellenfeldes voraus (siehe Kap. 4.4).

In Abb.(3.15a) ist ein "stark" inhomogenes Modell gezeigt, bestehend aus einer vertikalen Stufe bei Profilkilometer 0 km mit einer Sprunghöhe von 1 km in einer Tiefe von 2 km , wobei die Quellposition sich direkt über der Diskontinuität befindet. Die regulären Strahlen auf dem rechten unteren Reflektor sind als durchgehende Linien dargestellt mit den zugehörigen Laufzeiten t_R . Im Schattenbereich sind die Strahlen und Laufzeiten durch eine analytische Fortsetzung des unteren Reflektors mittels Raytracing exakt bestimmt worden. Die zugehörigen Strahlen und Laufzeiten t_{RR} sind hier gepunktet dargestellt. Diese Laufzeiten, die eigentlich nicht existieren, zeigen eine deutliche Laufzeitverkürzung gegenüber den Laufzeiten t_R , da dem unteren Halbraum des Modells eine erhöhte Geschwindigkeit zugewiesen wurde. Das

diffraktierte Wellenfeld von dem unteren Reflektor ist gestrichelt dargestellt, sowohl für die Strahlen als auch für die Laufzeiten t_D . Diese Laufzeiten zeigen ebenfalls einen Versatz aufgrund der lateralen Geschwindigkeitsvariation des Modells. Diese dargestellten Laufzeiten, insbesondere die Laufzeit t_{RR} , entsprechen den "wahren" Laufzeiten ohne die Verwendung von Laufzeitapproximationsverfahren. Bei der Verwendung der Zylinderwellen-Approximation für die Laufzeit t_{RR} erhält man die Laufzeitkurve t_{RZ} , die in Abb.(3.15b) dargestellt ist. Deutlich zu sehen ist die kontinuierliche analytische Fortsetzung der Laufzeit t_R im Schattenbereich, jedoch entspricht die Laufzeitdifferenz zwischen der Laufzeit t_D und t_{RZ} nicht den wahren Laufzeitdifferenzen zwischen t_D und t_{RR} in Abb.(3.15a). Welche Auswirkung eine analytische Fortsetzung der Diffraktionslaufzeit hat, ist in Abb.(3.15c) gezeigt. Hier wurde die Diffraktionslaufzeit mittels der Zylinderwellen-Approximation berechnet und mit t_{DZ} gekennzeichnet. Da die Zylinderwellen-Approximation für einen homogenen Oberbau exakt ist, entspricht die Laufzeit im positiven Entfernungsbereich der mittels Raytracing bestimmten Laufzeit. Im negativen Entfernungsbereich, wo eine laterale Geschwindigkeitsvariation vorliegt, wurde durch die Laufzeitapproximation ein homogener Oberbau simuliert, womit ein kontinuierlicher Verlauf der Laufzeitkurven, und damit auch ein kontinuierlicher Verlauf der Laufzeitdifferenzen, erzwungen wurde.

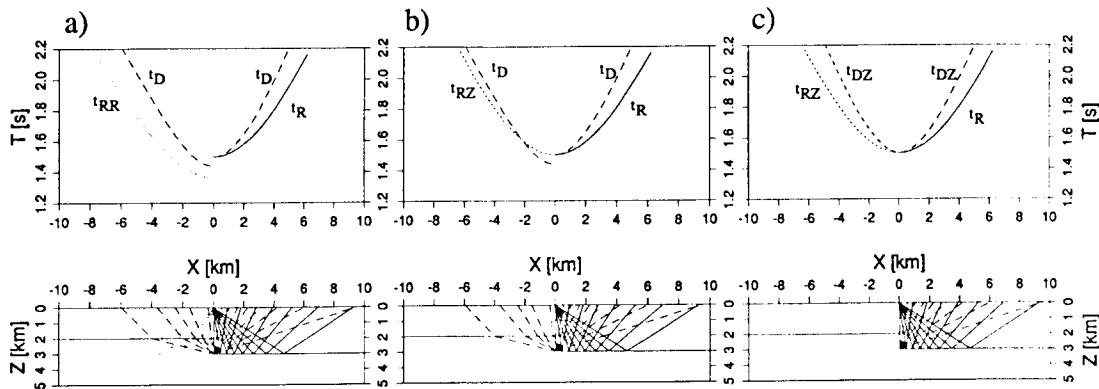


Abb.3.15: Vergleich von Laufzeitapproximationen für ein "stark" inhomogenes Modell. Die Laufzeit des primären Wellenfeldes ist mit t_R gekennzeichnet und die des diffraktierten Wellenfeldes mit t_D . In Abb.(3.15a) wurde das primäre Wellenfeld im Schattenbereich durch eine analytische Fortsetzung des unteren Reflektors mittels Raytracing exakt bestimmt und ist mit t_{RR} gekennzeichnet. In Abb.(3.15b) wurde das primäre Wellenfeld mit Hilfe der Zylinderwellen-Approximation t_{RZ} berechnet. In Abb.(3.15c) wurde sowohl das primäre Wellenfeld t_{RZ} als auch das diffraktierte Wellenfeld t_{DZ} mit der Zylinderwellen-Approximation berechnet.

Inwieweit diese Laufzeitapproximation mit den wahren Gegebenheiten übereinstimmen, wird in Kap.(6) untersucht. Dies wird durch Vergleiche mit FD-Seismogrammen durchgeführt, wobei diese vertikale Stufe u.a. dazu benutzt wird, den automatisierten Edge-Wave-Algorithmus zu demonstrieren.

4 Edge-Wave-Generierung mittels Wellenfeldattributen

Die Verwendung des Edge-Wave-Algorithmus setzt die Kenntnis der räumlichen Positionen der diffraktierenden Untergrundstrukturen voraus. Grundsätzlich gibt es hier mehrere Realisierungsmöglichkeiten. Eine Möglichkeit wäre, wie es von *Pajchel et al. (1987)* durchgeführt wurde, dies mittels einer halbinteraktiven Umgebung zu realisieren. Der Anwender gibt im Modell Bereiche vor, die als mögliche Quellen diffraktierender Strahlen wirken können. Trifft ein Strahl einen derartigen Bereich, so kann der Benutzer entscheiden, ob dieser Strahl als Grenzschatenstrahl angenommen werden soll. Die Berechnung der Edge-Waves kann erfolgen, nachdem die Zuordnung von Schatten und beleuchteter Zone durchgeführt wurde. Diese Methode setzt eine a priori Kenntnis des Wellenfeldes voraus, die bei komplexen Mehrschichtmodellen nicht mehr gewährleistet sein muß. Dies wird um so deutlicher, wenn man berücksichtigt, daß Wellenfelddiskontinuitäten nicht nur von der Struktur, sondern auch von dem Geschwindigkeitsfeld hervorgerufen werden können.

Ein anderer Ansatz, wie es von *Wang & Waltham (1995)* vorgeschlagen wurde, besteht darin, grundsätzlich jedes Modellsegment mit Edge-Waves zu ergänzen. Durch die destruktive Interferenz von benachbarten Edge-Waves an Modellsegmenten, wo weder ein Neigungsunterschied von benachbarten Grenzflächen vorliegt, noch ein lateraler Impedanzkontrast gegeben ist, scheint dieser Ansatz theoretisch sinnvoll. Bedenkt man jedoch, daß bei mehrfach diffraktierenden Strukturen jede Diffraktion wieder das gesamte Modell durchstrahlt, erhält man eine exponentielle Zunahme der zu berechnenden Wellenfelder. Dieser Ansatz wird bei synthetischen Modellen mit geringer Modellkomplexität noch zu realisieren sein, jedoch ist dieser Rechenaufwand bei realistischen Modellen nicht mehr zu vertreten.

Der hier vorgestellte Ansatz versucht durch stetige Analyse des propagierenden Wellenfeldes (Attribute der Kinematik und Dynamik), Wellenfelddiskontinuitäten zu detektieren (Kap. 4.2) und deren Ursachen Positionen im Untergrundmodell zuzuordnen. Diese Untergrundpositionen dienen dann als Quellpunkte der Edge-Waves (Kap. 4.3). Ferner kann durch die Analyse des Wellenfeldes eine Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone vorgenommen werden. Der Anwender hat bei dieser Methode die Aufgabe, eine gewünschte Genauigkeit, die zur Detektion von Wellenfelddiskontinuitäten benötigt wird, vorzugeben. Diese lassen sich in Beziehung setzen zur gewünschten Auflösung der Dynamik, den vorgegebenen Frequenzen und Wellenlängen, die bei der Modellierung verwendet werden sollen.

Der Einfluß von Kaustiken wird bei einer Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone wird in Kap.(4.4) aufgezeigt. Abschließend wird eine Erweiterung des EWA vorgestellt (Kap. 4.5), die insbesondere bei der Berücksichtigung von Mehrfachdiffraktionen sowie bei komplexen Modellkonfigurationen anzuwenden ist, da sie die modellbedingten dynamischen Eigenschaften der Diffraktionen berücksichtigt.

Ein erster Ansatz dieses Verfahrens wurde schon vorgestellt (*Klaeschen et al., 1994*), jedoch waren Probleme bzgl. der Wellenfeldanalyse, der Wellenfeldverfeinerung sowie die Berücksichtigung der dynamischen Attribute von Diffraktionen noch nicht gelöst.

4.1 Wellenfelddiskontinuitäten

Die Berechnung von strahlensynthetischen Einzelschußseismogrammen mittels der "shooting-method" liefert korrekte Ergebnisse, die im Rahmen der Genauigkeiten der Hochfrequenzapproximationen liegen, sofern "glatte" Untergrundstrukturen verwendet werden und die Strahlendichte "hoch" ist. Werden Untergrundstrukturen modelliert, die die Bedingung "glatt" nicht erfüllen, treten Diskontinuitäten im Wellenfeld auf. Diese nicht "glatten" Untergrundmodelle können durch die zu modellierende Struktur gewollt oder durch die Parametrisierung der Untergrundstruktur anhand von stückweise geraden Grenzflächen, wie beim Zellen-Raytracing künstlich herbeigeführt sein. Um dieses zu verdeutlichen, ist in Abb.(4.1) eine Untergrundstruktur gezeigt, die sowohl kontinuierliche $Int - l$ und $Int + l$ als auch eine diskontinuierliche Grenzflächen Int enthält.

Das Wellenfeld, das eine Quelle O beim Durchstrahlen dieser Struktur erzeugt, weist in der Beobachtungsebene M Diskontinuitäten auf, die sich als Fokussierungs- und Defokussierungszone (geometrische Schattenzone) äußern. Bei einer linearen Interpolation der Laufzeit-, Amplituden- und Phaseninformation von benachbarten Strahlen, zur Erzeugung eines synthetischen Seismogramms, werden Wellenfelder miteinander verknüpft, die unterschiedlichen Ursprungs sind (Abb. 4.1: Laufzeitkurve t_1 , t_2 und t_3). So würde eine Interpolation zwischen den Laufzeitpunkten τ_{12} und τ_{21} ebenso wie zwischen τ_{22} und τ_{31} grundsätzlich zu einem Fehler führen. Dies kann durch Verwendung von separaten Winkelbereichen der Laufzeitkurven t_1 bis t_3 behoben werden, was jedoch bei komplexen Modellstrukturen eines enormen manuellen Aufwand bedarf. Um mit der "shooting"-Methode sinnvolle synthetische Seismogramme auch bei komplexen Modellstrukturen zu gewährleisten, bedarf es einer Methode, um Wellenfelddiskontinuitäten in der Beobachtungsebene M zu detektieren. Dadurch kann erreicht werden, daß das gesamte Wellenfeld, falls erforderlich, in separate Wellenfelder aufgeteilt wird. Bei einer Hinzunahme des EWA an diesen Wellenfelddiskontinuitäten müssen zusätzlich noch die räumlichen Positionen, die zu diesen Wellenfelddiskontinuitäten geführt haben, bestimmt werden. Daher ist es nicht ausreichend, das

Wellenfeld nur in der Beobachtungsebene M zu analysieren, sondern es muß eine Analyse an jeder Grenzfläche stattfinden. Nur so kann sichergestellt werden, daß die Modelldiskontinuitäten an der Grenzfläche Int lokalisiert werden können (Abb. 4.1). Solch ein Detektionsalgorithmus, der auf eine Analyse von Wellenfeldattributen benachbarter Strahlen beruht, wurde hier neu entwickelt. Mit Hilfe dieses Algorithmus wird auch die Forderung nach "hoher" Strahlendichte, die bei der Verwendung von Interpolationsverfahren eingehalten werden muß, quantifiziert. Einschränkungen bzgl. dem Aufbau des Strukturmodells und bzgl. den Strahlenverläufen (Raycodes), die für diesen Detektionsalgorithmus notwendig wurden, werden im folgenden Unterkapitel kurz beschrieben.

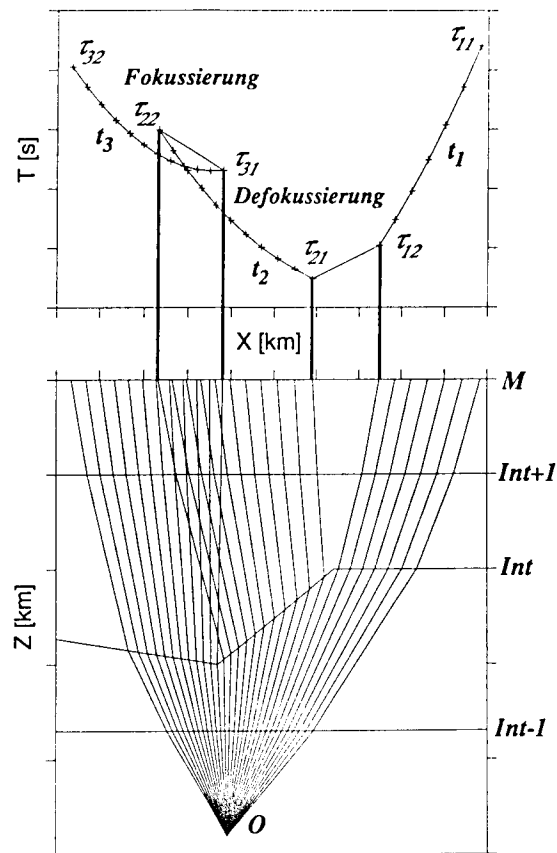


Abb.4.1: Ein diskontinuierliches Wellenfeld, das in der Beobachtungsebene M einen Fokussierungs- und Defokussierungsbereich aufweist. Diese werden durch den diskontinuierlichen Verlauf der Grenzfläche Int hervorgerufen. Eine lineare Interpolation zwischen den Laufzeiten τ_{12} und τ_{21} sowie zwischen τ_{22} und τ_{31} würde zu Fehlern bei der Berechnung von synthetischen Seismogrammen führen.

4.1.1 Modellrestriktionen

Der Modellaufbau, bestehend aus stückweise geraden Grenzflächen, wird für dieses Zellen-Raytracing mittels einer Segmentierung von "Spalten" und "Zeilen" durchgeführt. Die Untergrundstruktur wird lateral in Spalten zerlegt, wobei jede Spalte mit Schichten (Zeilen) ergänzt werden kann. Um eine Diskontinuität einer Grenzfläche anhand von Wellenfeldattributen benachbarter Strahlen zu detektieren, ist es notwendig, daß diese Analysen an der gleichen Grenzfläche stattfinden. So können die Wellenfeldattribute eines Strahls R an der

Grenzfläche $Int - I$ nicht mit einem Nachbarstrahl $R + I$ an der Grenzfläche Int verglichen werden, sondern es müssen die Wellenfeldattribute der Strahlen R und $R + I$ an der Grenzfläche $Int - I$ bzw. die Wellenfeldattribute der Strahlen R und $R + I$ an der Grenzfläche Int zur Analyse herangezogen werden. Dies läßt sich modelltechnisch dadurch realisieren, daß man das Modell schichtweise aufbaut. Diese Schichten können geneigt sein, vertikale Versätze aufweisen und auch eine infinitesimal geringe Mächtigkeit besitzen (Dummy-Schichten). Jedoch müssen sie durchgängig im gesamten Modell vorhanden sein. Dies beinhaltet aber auch, daß alle Grenzflächen, an denen man reflektierte Einsätze erhalten möchte, als Zeilen definiert werden müssen. Falls strukturelle Einheiten nur als brechende Grenzflächen in die Modellierung eingehen sollen, z.B. der vertikale Versatz einer Stufe, so ist es ausreichend, diese durch eine vertikale Spalte zu definieren.

4.1.2 Raycode-Erhaltung

Um eine Wellenfelddiskontinuität anhand von benachbarten Strahlen zu detektieren, muß gewährleistet werden, daß die Strahlen ein und derselben Propagationsvorschrift genügen. Die Propagationsvorschrift beinhaltet die Grenzflächen, an denen ein Strahl transmittiert bzw. reflektiert werden soll, als auch die Wellenart, die zur Berechnung herangezogen werden muß. Da das Modell einen zeilenorientierten Aufbau aufweisen muß, gilt für die Raycodes ebenfalls, daß diese zeilenorientiert angegeben werden müssen. Im Strahlenprogramm Ray200 wurde diese Propagationsvorschrift der Raycodes als "Zeilen-Mode" bezeichnet (Rabbel, 1987).

Falls eine Wellenfelddiskontinuität im primären Wellenfeld während der Propagationsvorschrift detektiert wurde, so werden die generierten Diffraktionen die Propagationsvorschrift des primären Wellenfeldes ab dieser Stelle, wo die Wellenfelddiskontinuität aufgetreten ist, übernehmen. Diese Raycode-Erhaltung hat zur Folge, daß z.B. nur p -Wellen-Diffraktionen generiert werden, wenn das primäre Wellenfeld als reine p -Wellen-Propagationsvorschrift vorgegeben wurde. Vom wellentheoretischen Standpunkt müßten die diffraktierten Wellenfelder einer Vielzahl von Propagationsvorschriften genügen. Dies kann mit Hilfe des EWA derart realisiert werden, indem ein primäres Wellenfeld vorgegeben wird, daß die gewünschte Propagationsvorschrift einer Diffraktion enthält, da der EWA Diffraktionen als reine transversale Energiediffusion des Grenzschattenstrahls interpretiert (siehe Kap. 3.1.1).

4.2 Bestimmung der Modelldiskontinuitäten mit Hilfe von Wellenfeldattributen

Diskontinuitäten im Untergrund führen zu Änderungen des propagierenden Wellenfeldes. Diese Änderungen können sowohl die Kinematik (Laufzeit und Propagationsrichtung) als

auch die Dynamik (Amplitude) des Wellenfeldes betreffen. Um ein Wellenfeld als diskontinuierlich zu identifizieren, wird eine Wellenfeldvorhersage durchgeführt, die auf einem kontinuierlichen Verlauf beruht. Die Abweichung aus einem vorhergesagten und dem wahren Verlauf des Wellenfeldes stellt den eigentlichen Detektionsalgorithmus dar.

Um eine Abweichung einer Wellenfeldvorhersage zum wahren Verlauf zu klassifizieren, benötigt man Schwellwerte. Diese Schwellwerte müssen entlang des Propagationsweges von der Quellposition bis zum Beobachtungsort ständig mit der aktuellen Abweichung verglichen werden. Ist ein solcher Schwellwert erstmalig an einer Grenzfläche zwischen zwei Strahlen überschritten worden, bedeutet dies nicht unmittelbar, daß hier eine Diskontinuität vorliegt. Vielmehr kann dies durch eine ungenügende Strahlendichte, die eine grobe Modellabtastung zur Folge hatte, verursacht worden sein. Deshalb bedarf die Bestimmung von Modelldiskontinuitäten eines iterativen Prozesses, um sicherzustellen, daß die Modellstrukturen vollständig erfaßt worden sind und eine hohe Genauigkeit der Positionsbestimmung der Diskontinuität vorliegt. Dies kann mit einer iterativen Wellenfeldverfeinerung (Strahldichteerhöhung) realisiert werden (Kap. 4.2.3). Diese Strahldichteerhöhung in dem untersuchten Teilbereich unterliegt dann der gleichen Wellenfeldanalyse (Kap. 4.2.1 und 4.2.2) wie das Wellenfeld, das die Verfeinerung hervorgerufen hatte.

4.2.1 Dynamische Wellenfelddiskontinuitäten

Die Amplitudenänderung von zwei benachbarten Strahlen an einer Grenzfläche werden bestimmt durch die Zoeppritz'schen Reflexions-, Transmissions- oder Konversionskoeffizienten, sowie den Geschwindigkeiten als auch Dichten der darüber und darunter liegenden Schicht (siehe Kap. 2.3, Gl. 2.28). Dieser wird auch als spreadingfreier Amplitudenterm bezeichnet. Die Cosinus-Terme von Gl.(2.27) des Inzidenz- und Exzidenzwinkels an der Grenzfläche wurden hier dem Spreadingterm $J(s)$ zugeordnet und nicht bei der Amplitudenanalyse berücksichtigt. Da die Zoeppritz'schen Koeffizienten, bei einer genügend feinen Strahlabtastung, nur einen geringen Einfluß auf das dynamische Verhalten aufweisen, werden bei dieser Analyse maßgeblich die Änderungen von Geschwindigkeits- und Dichtewerten der reflektierenden Grenzflächen analysiert. Die Wellenfeldvorhersage beruht deshalb auf einem konstanten Amplitudenverlauf, was einem Grenzflächenverlauf ohne Geschwindigkeits- und Dichtevariationen entspricht. Der prozentuale Amplitudenfehler Δamp wird zwischen zwei benachbarten Strahlen R und $R - I$ nach der Grenzflächenamplitudentransformation an der Grenzfläche Int bestimmt durch (siehe Abb. 4.2):

$$\Delta amp(R, Int) = \frac{|amp(R, Int)| - |amp(R - I, Int)|}{|amp(R - I, Int)|} 100\% \quad (4.1)$$

Um eine gewünschte Amplitudenvariation zwischen zwei Laufzeitpunkten zu unterscheiden haben sich Amplitudenschwellwerte von 50% – 100% als sinnvolle Erfahrungswerte herausgestellt.

Für ein reflektiertes Wellenfeld und eine laterale Variation der seismischen Geschwindigkeiten und Dichten an der Grenzfläche *Int* ist dies in Abb.(4.2) illustriert. In Abb.(4.2.a) wird der Strahl $R=3$ einer Wellenfelddiskontinuität zugeordnet, sofern der Amplitudenfehler Δamp einen vorgegebenen Schwellwert überschritten hatte. Dieser Strahl wird als fehlerhafter Strahl markiert, wodurch eine Interpolation von Laufzeitwerten bei einer späteren Wellenfeldsynthese durch das Auftreten einer Lücke in der Strahlnumerierung (Kap. 5.5) unterbunden wird.

Falls die Geschwindigkeits- und Dichtewerte von *Medium 3* denen von *Medium 1* entsprechen (Abb. 4.2.b), würden die Amplituden der Strahlen $R=1$ bis $R=2$ keinen Wert anzeigen. Die Gl. (4.1) wäre dann nicht definiert bis zum Strahl $R=3$. In diesem Fall wird der Amplitudenfehler auf einen Maximalwert gesetzt um zu gewährleisten, daß diese Strahlen als fehlerhaft angesehen werden.

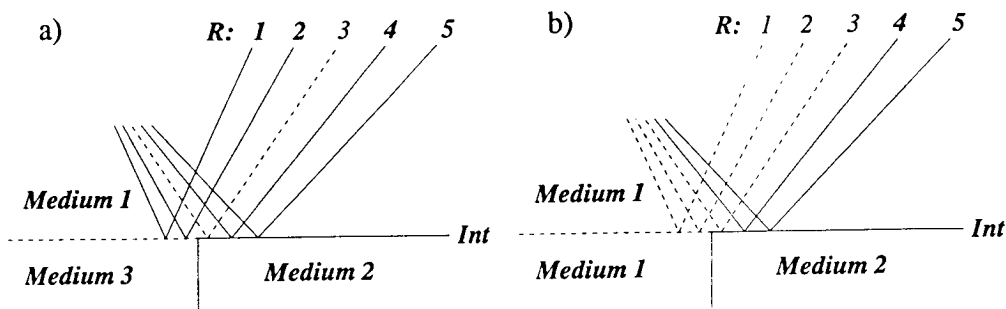


Abb.4.2: Detektion von dynamischen Wellenfelddiskontinuitäten für ein reflektiertes Wellenfeld an der Grenzfläche *Int*. In Abb.(4.2a) wird der Strahl $R=3$ als fehlerhaft markiert, wenn ein vorgegebener Schwellwert der Amplitudenänderung überschritten wurde, durch die Geschwindigkeits- und Dichteänderung von *Medium 3* zu *Medium 2*. In Abb.(4.2.b) werden die Strahlen $R=1$ bis $R=3$ als fehlerhaft markiert, da das Medium über der Grenzfläche *Int* gleich dem Medium der reflektierten Grenzfläche ist und somit keine Amplitudenwerte vorliegen.

4.2.2 Kinematische Wellenfelddiskontinuitäten

Laufzeitdiskontinuitäten und Änderungen der Propagationsrichtung, die durch Struktur- oder Geschwindigkeitsdiskontinuitäten hervorgerufen werden, äußern sich nicht unmittelbar an den Grenzflächen der Entstehung, sondern treten erst bei einer Propagation im nachfolgenden Medium auf (siehe z.B. Abb. 4.1). An der Grenzfläche kann sich zwar der Exzidenz-

winkel ändern, jedoch wird bei dieser Analyse nicht auf eine mögliche Winkelanalyse zurückgegriffen, da dies für eine Laufzeitdiskontinuität nicht immer gegeben sein muß. Um eine kinematische Diskontinuität zu detektieren müssen deshalb die Attribute von benachbarten Strahlen an der nachfolgenden Grenzfläche analysiert werden, wobei eine Unterscheidung zwischen reflektierten oder transmittierten Strahlen nicht notwendig wird.

Die Beschreibung eines Laufzeitfehlers wird unter Verwendung von Laufzeitapproximationen (Kap. 3.2) derart durchgeführt, daß eine vorhergesagte Laufzeit τ_{App} anhand eines Nachbarstrahls $R - l$ mit der aktuellen Laufzeit τ eines Strahls R verglichen wird. Der Laufzeitfehler ist dann bestimmt durch:

$$\Delta\tau(R, Int + l) = |\tau_{App}(R, R - l) - \tau(R)| \quad (4.2)$$

Welche Laufzeitapproximation verwendet werden muß, ist abhängig von der Interpolationsmethode in der Wellenfeld-Synthese. So ist die paraxiale Laufzeitapproximation anzuwenden, wenn zur Erzeugung von synthetischen Seismogrammen auch auf eine paraxiale Laufzeitinterpolation zurückgegriffen wird. Da hier jedoch die lineare Interpolation zur Anwendung kommt, muß ebenfalls eine lineare Laufzeitapproximation (siehe Kap. 3.2.1, Gl. 3.77) in diese Vorhersage eingehen, so daß gilt:

$$\tau_{App}(R, R - l) = \tau_l(R, R - l) . \quad (4.3)$$

Dies wird dadurch plausibel, indem man annimmt, daß z.B. nur zwei reflektierte Strahlen auf einem Reflektor im homogenen Medium vorgegeben werden, die eine große räumliche Distanz voneinander haben und zwei Laufzeitwerte aufweisen, die dem Gesetz der Reflexionshyperbel gehorchen. Würde man eine Zylinderwellen-Approximation zum Detektieren von Laufzeitfehlern anwenden, so würde kein Fehler auftreten, da die Zylinderwellen-Approximation exakt ist für homogene Medien. Verbindet man jedoch diese zwei Laufzeitwerte in der Wellenfeld-Synthese mit Hilfe einer linearen Interpolation, so würde hier ein linearer Einsatz erscheinen. Dieser Sachverhalt entspricht der Forderung, daß eine "hohe" Strahlendichte vorhanden sein muß, welches nun anhand des Laufzeitfehlers quantifiziert worden ist. Dies hat für die Strahlendichte zur Folge, daß gekrümmte Laufzeitäste eine wesentlich höhere Strahlendichte zur Erfüllung des Laufzeitfehlers als geradlinige Laufzeitäste benötigen. Bei der Laufzeitberechnung haben sich Laufzeitfehler-Schwellwerte von $1/8 - 1/64$ der verwendeten Schwingungsperiode T als sinnvolle Erfahrungswerte herausgestellt.

In Abb.(4.3a) ist die geometrische Bedeutung dieser Laufzeitvorhersage für ein transmittiertes Wellenfeld illustriert. Die zu detektierende Diskontinuität befindet sich auf der Grenz-

fläche Int , während die Analyse auf der Grenzfläche $Int + 1$ stattfindet, welche im allgemeinen Fall ebenfalls einen diskontinuierlichen Verlauf haben kann. Wenn die Strahlendichte hoch genug ist, wird nur der Strahl $R = 5$ einer Wellenfelddiskontinuität zugeordnet werden, da die Laufzeitfehler der anderen Strahlen mit Zunahme der Strahlendichte gegen den Wert Null konvergieren.

Diese rückwärtige Grenzflächenzuordnung bereitet Probleme, wenn ein Laufzeitfehler an der ersten Grenzfläche einer vorgegebenen Quellposition detektiert wurde. Dieser Sonderfall ist stets zu überprüfen und gegebenenfalls derart zu behandeln, daß eine Wellenfelddiskontinuität der Grenzfläche zugeordnet wird, an der der Laufzeitfehler aufgetreten ist.

Glatten Strukturen mit kontinuierlichen Geschwindigkeitsänderungen können ebenfalls Wellenfelder mit Defokussierung- und Fokussierungszonen hervorrufen. Diese können im allgemeinen jedoch nicht anhand von Laufzeitfehlern detektiert werden, da bei einer Strahlverfeinerung keine Diskontinuitäten auftreten. Als Beispiel ist in Abb.(4.3b) eine solche Struktur gezeigt, die analog zu Abb.(4.1) einen Fokussierungsbereich aufweist und eine Triplikation der Laufzeitkurve hervorrufen würde. Für diese Strukturen gilt der EWA im eigentlichen Sinne nicht. Da diese Laufzeitschleife durch eine Geschwindigkeitskaustik hervorgerufen wurde, wäre z.B. die Verwendung der *Gaussian-Beam-Methode* (Kap.2.3) oder eine Erweiterung auf komplexe Strahlen notwendig (*Hanyga & Helle, 1990* und *Hanyga & Pajchel, 1995*).

Bei gekrümmten Grenzflächen oder einer sehr feinen Diskretisierung durch stückweise gerade Grenzflächen und konstanten Mediumsgeschwindigkeiten können solche Laufzeitschleifen ebenfalls auftreten. Diese stellen hier allerdings strukturell hervorgerufene Kaustiken dar. Zur Unterscheidung von strukturellen oder Geschwindigkeitskaustiken bei komplexen Modellen kann hier auf die paraxialen Größen der Strahlentheorie zurückgegriffen werden, welche zur Berechnung des KMAH-Index benötigt werden (siehe Kap. 2.3, Gl. 2.26-2.28). Welche Auswirkung eine Vernachlässigung dieser Unterscheidung von strukturellen oder Geschwindigkeitskaustiken bei dem EWA hat, wird im Kap.(6.2) an einer realistischen Modellstruktur gezeigt.

Um solche Fokussierungsbereiche generell zu detektieren, d.h. nicht über Laufzeitvorhersagen, bedarf es einer Analyse der räumlichen Bewegungsrichtung von benachbarten Strahlen. Da die Strahlen der gleichen vertikalen Propagationsvorschrift (Zeilen-Mode) genügen, ist es ausreichend, eine Analyse der horizontalen Bewegungsrichtung der Strahlen durchzuführen. Eine Diskontinuität wird der Grenzfläche Int zugeordnet, wenn eine horizontale Änderung der Bewegungsrichtung an der Grenzfläche $Int + 1$ detektiert wurde (Abb. 4.3b). In diesem Beispiel wird der Strahl $R = 5$ als fehlerhaft markiert, da eine Änderung der Bewegungsrichtung vom Strahl $R = 5$ und $R = 4$ bzgl. der Strahlen $R = 4$ und $R = 3$ vorliegt.

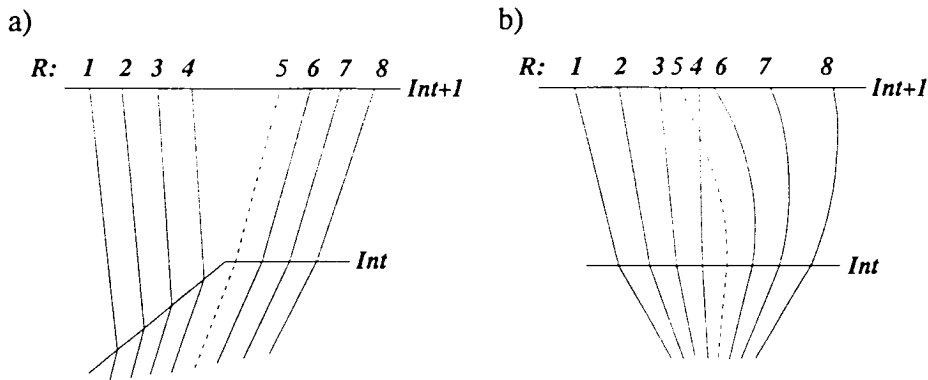


Abb.4.3: Detektion von kinematischen Wellenfelddiskontinuitäten für ein transmittiertes Wellenfeld an der Grenzfläche Int . In Abb.(4.3a) wird der Strahl $R=5$ als fehlerhaft markiert, wenn ein vorgegebener Schwellwert des Laufzeitunterschieds zwischen der wahren Laufzeit des Strahls $R=5$ und einer anhand des Strahls $R=4$ vorhergesagten Laufzeit an der Grenzfläche $Int+1$ vorliegt. In Abb.(4.3b) wird der Strahl $R=5$ als fehlerhaft markiert, da eine Änderung der horizontalen Bewegungsrichtung an der Grenzfläche $Int+1$ zwischen den Strahlen $R=4$ und $R=5$ vorliegt.

Diese Detektion der Änderung der Bewegungsrichtung hat zur Folge, daß in komplexen Struktur- und Geschwindigkeitsmodellen eine Vielzahl von fehlerhaften Strahlen identifiziert werden, die später zu einer exponentiellen Zunahme von Diffraktionen und diffraktierten Diffraktionen führt (siehe Kap 5.2). Dies ist dadurch begründet, daß eine Änderung der Bewegungsrichtung immer dann gegeben ist, wenn eine Reflexion an einer konkav gekrümmten Grenzfläche oder eine Transmission an einer konvex gekrümmten Grenzfläche vorliegt. Da bei diesem Strahlenprogramm das Strukturmodell durch stückweise gerade Grenzflächen angenähert wird, treten solche Wellenphänomene immer an den Verbindungspunkten zweier benachbarter Grenzflächenelemente mit unterschiedlicher Neigung auf.

Falls diese Änderungen der Bewegungsrichtung nicht mit einem Diffusionsprozeß ergänzt werden, können bei der späteren Berechnung von synthetischen Seismogrammen durch Laufzeitschleifen Oszillationsphänomene der räumlichen Amplitudenverläufe auftreten. Gravierender ist jedoch diese Änderung der Bewegungsrichtung für die Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone bei der Anwendung der Edge-Waves. Falls eine Änderung der Bewegungsrichtung direkt vor einer detektierten Diskontinuität vorliegt, so wird es in dem synthetischen Seismogramm den Anschein haben, als ob eine falsche Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone stattgefunden hat. Dies ist dadurch bedingt, daß die Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone aus der lokalen Propagationsrichtung des Nachbarstrahls bestimmt wird (Kap. 4.3.2).

4.2.3 Iterative Wellenfeldverfeinerung

Die iterative Wellenfeldverfeinerung hat zwei Aufgaben zu erfüllen. Erstens muß sichergestellt werden, daß eine Detektion von kinematischen und dynamischen Fehlern nicht auf einer ungenügenden Strahlendichte beruht, zweitens müssen aus der Wellenfeldanalyse die Modelldiskontinuitäten möglichst genau bestimmt werden. Darüber hinaus bietet eine automatisierte Wellenfeldverfeinerung einen ökonomischen Vorteil bzgl. der erforderlichen Rechenzeit derart, daß einfache Modelleinheiten mit relativ wenigen Strahlen abgetastet werden können, während komplexe Bereiche automatisch mit einer höheren Strahlendichte versehen werden. Um dies zu erreichen, werden die fehlerhaften Bereiche aus den dynamisch und kinematisch bestimmten Diskontinuitäten noch einmal mit einer höheren Strahlendichte versehen. Die fehlerhaften Bereiche werden dadurch identifiziert, daß eine Lücke in einer vorgegebenen Numerierung der Strahlabfolge vorlag oder wenn ein Laufzeitast aus nur einem Laufzeitpunkt bestand. In Abb.(4.4) ist diese Arbeitsweise veranschaulicht.

Während in Abb.(4.4a) das primäre Wellenfeld nach Durchlaufen der Diskontinuitätsanalyse in drei unabhängige Laufzeitäste (t_1 bis t_3) unterteilt wurde, sind bei der ersten Iteration der Wellenfeldverfeinerung (Abb. 4.4b) nur diese detektierten fehlerhaften Bereiche nochmals verfeinert abgetastet worden. Eine iterative Anwendung dieser Wellenfeldverfeinerungen gewährleistet, daß eine Detektion von kinematischen und dynamischen Fehlern nicht auf einer ungenügenden Strahlendichte beruht. Es bedarf jedoch eines Kriteriums zur Entscheidung, wieviele Iterationen notwendig sind, um zu einer ausreichenden Annäherung an eine Diskontinuität zu gelangen, ohne auf Modellparameter oder fehlerhafte Strahlen zurückzugreifen.

Eine hinreichende Lokalisierung einer Diskontinuität ist gegeben, wenn der räumliche Abstand Δs zur Diskontinuität an einer Grenzfläche *Int* sehr viel kleiner ist als die einfallende seismische Wellenlänge. Diese Bedingung wird z.B. gefordert bei der in Kap.(2.4) beschriebenen Feldfortsetzungsmethode, um eine gesuchte Reflexionsantwort durch Interferenzbildung zu erzeugen. Da hier die exakte Position der Diskontinuität S als unbekannt vorausgesetzt wird, muß diese Bedingung so modifiziert werden, daß eine hinreichende Annäherung an eine Diskontinuität vorliegt, wenn der Abstand Δs_R der letzten beiden Strahlen vor einem Kontinuitätsfehler an einer Grenzfläche *Int* kleiner ist als die einfallende seismische Wellenlänge. Dies ist graphisch in Abb.(4.5) gezeigt.

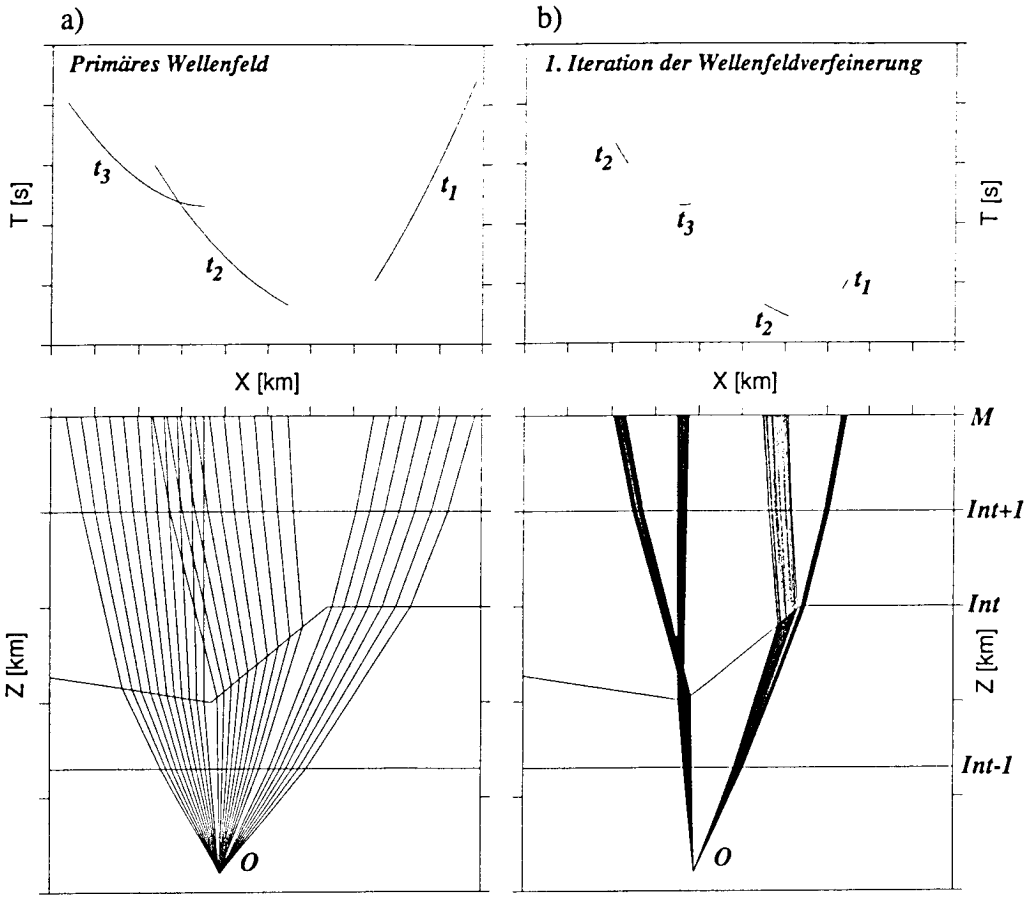


Abb.4.4: Nach Anwendung der Wellenfelddiskontinuitätsdetektion ist in Abb.(4.4a) das Wellenfeld in drei Wellenfeldanteile t_1 , t_2 und t_3 unterteilt worden (siehe Abb. 4.1). Bei der Wellenfeldverfeinerung werden diese fehlerhaften Bereiche noch einmal mit einer höheren Strahlendichte versehen (Abb. 4.4b), um sicherzustellen, daß diese nicht durch eine ungenügende Strahlendichte hervorgerufen worden sind und um möglichst genau Modelldiskontinuitäten räumlich zu lokalisieren.

Diese Modifikation beruht auf der Annahme, daß der räumliche Abstand Δs_R der Strahlen R und $R-I$ ungefähr dem Abstand zwischen dem Strahl R von dem fehlerhaften Strahl $R+I$ an der Grenzfläche Int und dessen analytischen Fortsetzung Int_{ana} entspricht. Dann läßt sich folgendes approximiertes Kriterium zur Wellenfeldunterteilung aufstellen:

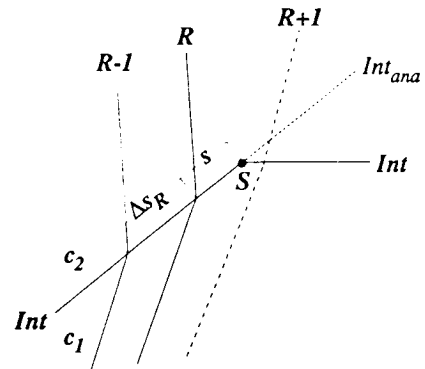
$$\Delta s_R < \lambda/64 \quad (4.4)$$

$$\text{mit } \lambda = \frac{2\pi c_l}{\omega} \text{ und } \Delta s_R(Int) = \sqrt{[x(R) - x(R-I)]^2 + [z(R) - z(R-I)]^2} . \quad (4.5)$$

Sobald diese Bedingung für das untersuchte Wellenfeld erfüllt ist, kann die Wellenfeldunterteilung abgebrochen werden, wonach eine Zuordnung der Edge-Wave-Quellpunkte zu Grenzflächenpositionen durchgeführt werden kann (Kap.4.3).

Bei der praktischen Anwendung von sehr komplexen Modellen stellte sich heraus, daß noch weitere Abbruchkriterien notwendig wurden. Diese sind jedoch durch die technische und numerische Realisierung bedingt und werden in Kap.(5.3) erläutert.

Abb.4.5: Ein Abbruch der Wellenfeldverfeinerung kann vorgenommen werden, wenn der Abstand s sehr viel kleiner ist als die einfallende seismische Wellenlänge λ . Dies ist erfüllt, wenn $\Delta S_R < \lambda$, da $s < \Delta S_R$.



4.3 Der Edge-Wave-Generator

Der Edge-Wave-Generator hat die Aufgabe, aus der Analyse des primären Wellenfeldes die physikalischen Zusatzinformationen, die zur Beschreibung der Edge-Waves notwendig sind, zu bestimmen. Diese Zusatzinformationen der Edge-Waves gliedern sich wie folgt:

- Identifikation des Grenzschatenstrahls
- Bestimmung des Diffraktors auf dem Grenzschatenstrahl
- Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone bzgl. des Grenzschatenstrahls
- Vorgabe der Propagationsvorschrift

Durch diese Zusatzinformationen werden die Voraussetzungen geschaffen, einen vollständig automatisierten Edge-Wave-Algorithmus zu erzeugen. Da keinerlei Voraussetzungen oder Annahmen bzgl. des primären Wellenfeldes eingehen, wird ein selbstgenerierendes System geschaffen, daß mehrfach diffraktierte Wellenfelder simulieren kann.

4.3.1 Der Grenzschatenstrahl

Ein fehlerfreier Strahl wird als Grenzschatenstrahl eines Wellenfeldes anhand der beiden benachbarten Strahlen identifiziert. Während der eine Nachbarstrahl als fehlerhafter Strahl durch die Wellenfeldanalyse markiert sein muß, darf der andere Nachbarstrahl keinerlei

Fehler aufweisen. Dieser Grenzschatenstrahl bestimmt mit all seinen dynamischen und kinematischen Eigenschaften in der Beobachtungsebene M das dynamische Verhalten der Diffraktionen.

Die Lokation der Edge-Wave-Diffraktionsquelle auf dem Grenzschatenstrahl wird bestimmt durch den benachbarten fehlerhaften Strahl. Die Grenzfläche, an der das erste Mal eine Wellenfelddiskontinuität detektiert wurde, wird als Diffraktionsquelle auf dem Grenzschatenstrahl übertragen. Dies ist möglich, da sowohl der Grenzschatenstrahl als auch der fehlerhafte Strahl die gleichen Grenzflächen in der Propagationsvorschrift beinhalten (siehe Kap. 4.1.1 und 4.1.2).

Die Berechnung des Edge-Wave-Wellenfeldes in der Originalformulierung benötigt die Laufzeit und den Exzidenzwinkel des Grenzschatenstrahls an der als Diffraktorpunkt identifizierten Grenzfläche. Alle anderen Größen, wie z.B. der Spreadingterm und Kaustikzähler, werden aus der Beobachtungsebene des Grenzschatenstrahls übernommen.

4.3.2 Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone

Der Exzidenzwinkel des Grenzschatenstrahls an der als Diffraktionspunkt identifizierten Grenzfläche definiert die Grenze zwischen beleuchteten und Schattenbereich. Um eine Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone durchführen zu können, wird zusätzlich zum Grenzschatenstrahl die Propagationsrichtung des Wellenfeldes in der Nähe des Diffraktionspunktes benötigt. Dazu muß ein fehlerfreier Nachbarstrahl zum Grenzschatenstrahl vorliegen. Um dieses auch bei sehr komplexen Modellen immer zu gewährleisten, müssen bei der Wellenfeldverfeinerung zwei Hilfsstrahlen dazugenommen werden. Diese sollten dem vorangegangenen Winkelinkrement vor der Strahlverfeinerung entsprechen und jeweils außerhalb des verfeinerten Bereichs liegen.

Um eine fehlerfreie Zuordnung auch bei komplexen Wellenfeldern hinter einer Diffraktionslokation sicherzustellen, wird die Analyse direkt an der Grenzfläche Int und nicht in der eigentlichen Beobachtungsebene M durchgeführt. Dies ist in Abb.(4.6a) für ein divergentes und in Abb.(4.6b) für ein konvergentes Wellenfeld illustriert. Anhand von Einheitsvektoren kann die Richtung der beleuchteten Zone am Diffraktionspunkt S durch eine Analyse des Winkels α vom Grenzschatenstrahl R zum Nachbarstrahl $R - I$ bestimmt werden.

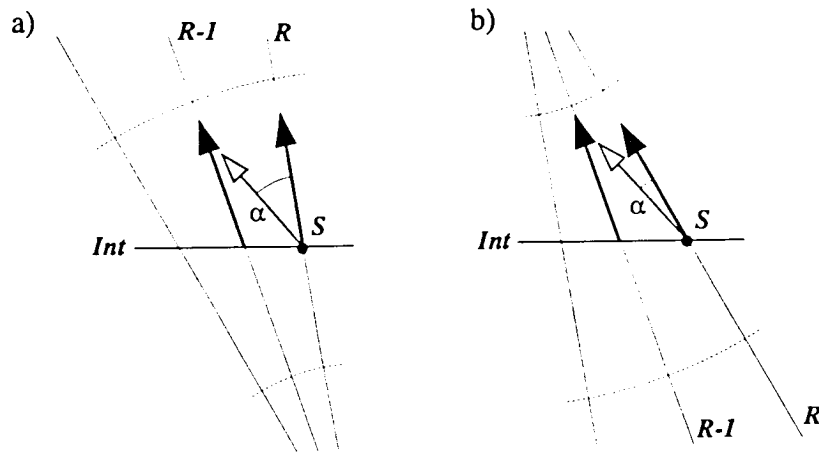


Abb.4.6: Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone anhand von Richtungsvektoren. Der Richtungswinkel α vom Grenzschattenstrahl R an der Diskontinuität S zum fehlerfreien Nachbarstrahl $R-I$ bestimmt den beleuchteten Bereich. In Abb.(4.6a) ist dies für ein einfallendes divergentes Wellenfeld und in Abb.(4.6b) für ein einfallendes konvergentes Wellenfeld illustriert.

4.3.3 Propagationsvorschrift der Edge-Waves

Da die Edge-Waves als reine transversale Energiediffusion des Grenzschattenstrahls aufgefaßt werden, müssen die diffraktierten Strahlen dem Propagationsweg des Grenzschattenstrahls folgen. Dies wird dadurch erreicht, daß die diffraktierten Strahlen vom Diffraktorpunkt S die gleiche Propagationsvorschrift (Raycode) zugewiesen bekommen, wie sie für den Grenzschattenstrahl ab der Diffraktorlokation vorgegeben waren. Falls eine ps -Konversion nach einer detektierten Wellenfelddiskontinuität in der Propagationsvorschrift vorlag, so werden die diffraktierten Strahlen ebenfalls diese Konversionsvorschrift nachvollziehen. Die diffraktierten Laufzeiten werden daher aus der Summe der Laufzeit des Grenzschattenstrahls vom Quellpunkt bis zum lokalisierten Diffraktorpunkt und der Laufzeit von Diffraktorpunkt zur Beobachtungsebene M entlang vorgegebener Propagationswege bestimmt.

4.4 Kaustiken

Kaustiken stellen bei der Berechnung von strahlenseismischen Wellenfeldern immer Sonderfälle dar. So können Geschwindigkeitskaustiken durch einen Vorzeichenwechsel der paraxialen Größe q_2 identifiziert werden. Dieses wird durch den KMAH-Index ausgedrückt und führt bei jedem Durchlaufen einer Kaustik zu einer Phasendrehung von $\pi/2$ (siehe Gl. 2.27). Strukturell hervorgerufene Kaustiken können unter gewissen Einschränkungen durch eine Analyse von benachbarten Strahlen identifiziert werden. Solch eine Analyse überprüft, ob ein Schnittpunkt von benachbarten Strahlen zwischen zwei aufeinander folgenden Grenz-

Ein weiteres Problem, welches allgemein für strahlenseismische Verfahren gilt, tritt in Kaustikzonen bei den Amplitudenberechnungen auf. Befindet sich eine Geschwindigkeits-kaustikzone in der Nähe der Beobachtungsebene, so werden durch den verschwindend kleinen Wert der paraxialen Größe q_2 des Spreadingterms unverhältnismäßig große Amplitudenwerte erzeugt. Diese anormalen Amplitudenwerte konnten mittels einer ad hoc-Spreadingkorrektur, die in Kap.(5.4) beschrieben wird, vermindert werden.

Für den EWA stellen Kaustiken ein zusätzliches Problem dar. Dies rührt daher, daß der Diffraktionskoeffizient durch den Laufzeitunterschied zwischen dem primären und diffraktierten Wellenfeld parametrisiert ist. Wenn ein Diffraktor in der unmittelbaren Nähe einer Kaustik liegt, so können identische Wellenfrontkrümmungen für das primäre als auch das diffraktierte Wellenfeld vorliegen. Dies hat zur Folge, daß eine Amplitudenabnahme der diffraktierten Einsätze nicht erfolgt und somit diffraktierte Einsätze mit dem halben Amplitudenwert des Grenzschatenstrahls im gesamten Diffusionsbereich des Diffraktors vorliegen. Diese ungedämpften Diffraktionsamplituden werden durch einen Verstoß der Bedingung von Gl.(3.64) herbeigeführt. Diese Bedingung fordert für eine Diffraktorposition einen Mindestabstand von einer Wellenlänge von generierenden Quellen bzw. einer vorliegenden Kaustik. Mit Hilfe der paraxialen Größen und der Berechnung der virtuellen Quellpunkte (siehe Abb. 3.12) für das reguläre als auch diffraktierte Wellenfeld kann diese Bedingung überprüft werden.

4.5 Modifikation der Edge-Wave-Formulierung

Die Edge-Wave-Theorie gilt strenggenommen nur in der direkten Umgebung der Schattengrenze (Kap. 3.1.1). Diese Umgebung läßt sich theoretisch anhand von Laufzeitdifferenzen quantifizieren (Gl. 3.3 und Gl. 3.58). Dazu muß jedoch auf Laufzeitapproximationen zurückgegriffen werden, die in der Praxis ebenso ihre Gültigkeit fernab eines Zentralstrahls wie die Edge-Wave-Methode selbst (Kap. 3.2) verlieren. So kann es bei komplexen Modellen vorkommen, daß anhand einer verwendeten Laufzeitapproximation niemals ein Austreten aus der Umgebung der Schattengrenze angezeigt wird. Deshalb wird eine Modifikation vorgestellt, die die dynamischen Effekte der Diffraktionen fernab des Grenzschatenstrahls berücksichtigen. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abb.(4.8a) ein Grenzschatenstrahl Ω vom Quellpunkt O zum Beobachtungsort Q gezeigt. Der Strahl propagiert im Medium durch die Grenzflächen I bis N , wobei an der Grenzfläche Int ein Diffraktor S angenommen wurde. Die Wellenantwort am Punkt Q des Grenzschatenstrahls ist durch den originalen EWA gegeben (Gl. 3.34):

$$f_o(Q) = G_o(Q)e^{(i\omega\tau_o)} \quad (4.6)$$

mit der Laufzeit τ_0 von Quellpunkt bis zum Beobachtungsort Q :

$$\tau_0 = \tau_{OQ} . \quad (4.7)$$

Der Amplitudenfaktor G_0 setzt sich zusammen aus (Gl. 2.27):

$$G_0(Q) = \tilde{R}(O, Q) \sqrt{|J(Q)|} \prod_{j=1}^N \sqrt{\frac{\cos[\tilde{\alpha}(Q_j)]}{\cos[\alpha(Q_j)]}} e^{m(O, Q)\pi/2} , \quad (4.8)$$

wobei der Term $\tilde{R}(O, Q)$ den spreadingfreien Amplitudenterm beschreibt und die restlichen Faktoren der Spreadingfunktion zugeordnet werden müssen während der Propagation im Medium entlang des Strahls Ω . Der spreadingfreie Amplitudenterm wird bestimmt durch die Abstrahlcharakteristik $g(O, \vartheta)$ der Quelle, die Oberflächengeschwindigkeiten und Dichten am Quellpunkt O sowie am Beobachtungsort Q , samt dem Produkt der Zoeppritz'schen Koeffizienten R_j mit den Dichten und Geschwindigkeiten der Grenzflächen (siehe Gl. 2.28):

$$\tilde{R}(O, Q) = g(O, \vartheta) \sqrt{\frac{c(O)\rho(O)}{c(Q)\rho(Q)}} \prod_{j=1}^N R_j \sqrt{\frac{\tilde{c}(Q_j)\tilde{\rho}(Q_j)}{c(Q_j)\rho(Q_j)}} . \quad (4.9)$$

Der Spreadingterm von Gl.(4.8) für eine Linienquelle setzt sich zusammen aus $J(Q)$ mit:

$$J(Q) = c(O)/q_2(O, Q) , \quad (4.10)$$

als auch dem Produkt der Cosinusterme und dem Kaustikzähler m entlang des Strahls Ω .

Die Diffraktionsamplitude an einem beliebigen Beobachtungspunkt M in dem Original-EWA wird nur bestimmt aus dem Diffraktionskoeffizienten $W(w)$ und dem dynamischen Verhalten des Grenzschatenstrahls Ω am Beobachtungsort Q (Gl. 3.35):

$$f_d(M) = G_0(Q) W(w) e^{(i\omega\tau)} \quad (4.11)$$

mit der Laufzeit τ aus der Summe der Laufzeiten von O über S zum Ort M :

$$\tau = \tau_{OS} + \tau_{SM} . \quad (4.12)$$

Wie aus der Abb.(4.8a) ersichtlich ist, werden Modelleigenschaften, hier grau unterlegt, an einem Beobachtungsort M fernab des Grenzschatenstrahls nicht beim dynamischen Verhalten der Diffraktionen berücksichtigt.

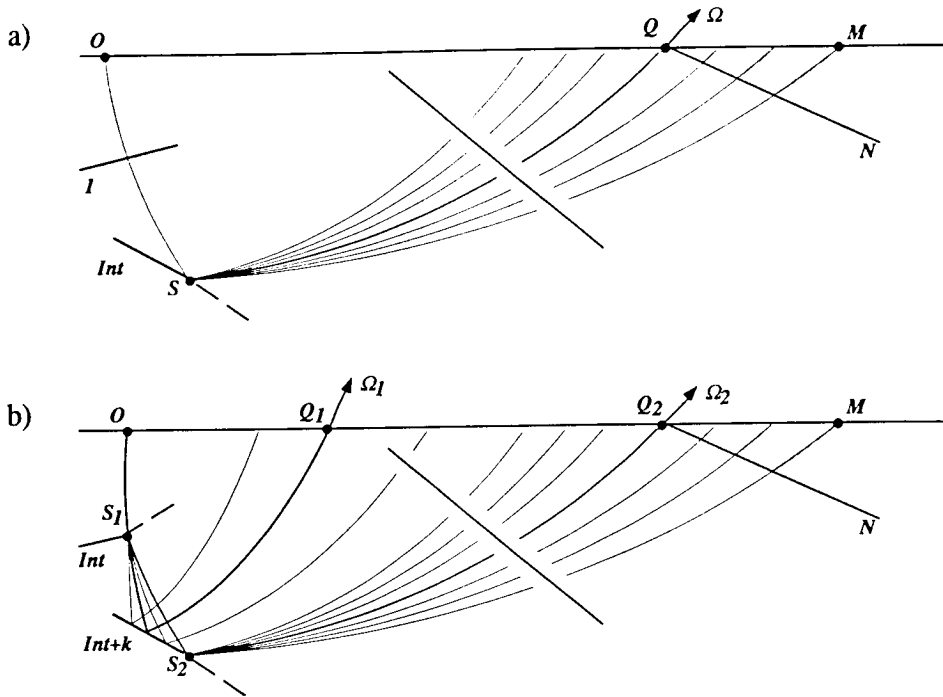


Abb.4.8: In Abb.(4.8a) ist eine einfach diffraktierende Struktur gezeigt mit einem Quellpunkt O , einem Diffraktor S und dem zugehörigen Grenzschatenstrahl Ω . In dem Original-EWA werden Modelländerungen, die Einfluß auf das dynamische Verhalten der diffraktierten Strahlen fernab des Grenzschatenstrahls im Beobachtungspunkt M haben, nicht berücksichtigt. Abb.(4.8b) zeigt eine zweifach diffraktierende Struktur. Der erste Diffraktor ist mit S_1 und der zugehörige Grenzschatenstrahl mit Ω_1 gekennzeichnet. Die Diffraktion von S_1 wird am Diffraktor S_2 nochmals diffraktiert. Der zugehörige Grenzschatenstrahl ist mit Ω_2 gekennzeichnet. Um Mehrfachdiffraktion zu berechnen, ist eine Modifikation des EWA notwendig.

So wäre aus rein dynamischen Gesichtspunkten zu erwarten, daß der spreadingfreie Amplitudenterm \tilde{R} für die diffraktierten Wellenfelder nicht nur entlang des Propagationsweges von O über S nach Q zu bestimmen sei, sondern entlang des Propagationsweges von O über S nach M . Dies gilt konsequenterweise ebenfalls für die Spreadingterme, wobei hier ebenfalls der Kaustikzähler entlang des strahlgeometrischen Weges aufzudatieren wäre. Solche Modifikation hat sich bei der praktischen Anwendung von komplexen Modellen als vorteilhaft herausgestellt. So würden z.B. bei dem originalen EWA sehr große Diffraktionsamplituden innerhalb eines weiten Entfernungsbereichs erzeugt werden, wenn ein Grenzschatenstrahl in die Nähe einer Kaustikzone nahe der Beobachtungsebene käme ($q_2 \approx 0$ in

Gl. 4.10). Für die Gl.(4.11) beinhaltet dieser Ansatz, daß ein individueller Amplitudenterm $G_o(M)$ zur Anwendung kommen muß:

$$f_d(M) = G_o(M)W(w)e^{(i\omega\tau)} \quad . \quad (4.13)$$

Da eine Separierung der Strahlinformation durchzuführen ist, muß unterschieden werden zwischen dem Grenzschatenstrahl von O nach S mit den Grenzflächen 1 bis Int und dem diffraktierten Strahl von S nach M mit den Grenzflächen $Int+1$ bis N , so daß gilt:

$$G_o(M) = \tilde{R}(O, S, M) \sqrt{|J(M)|} \prod_{j=1}^{Int} \sqrt{\frac{\cos[\tilde{\alpha}(Q_j)]}{\cos[\alpha(Q_j)]}} e^{m(O, S)\pi/2} \prod_{j=Int+1}^N \sqrt{\frac{\cos[\tilde{\alpha}(M_j)]}{\cos[\alpha(M_j)]}} e^{m(S, M)\pi/2} \quad . \quad (4.14)$$

Entsprechend erhält man den modifizierten spreadingfreien Amplitudenterm zu:

$$\tilde{R}(O, S, M) = g(O, \vartheta) \sqrt{\frac{c(O)\rho(O)}{c(M)\rho(M)}} \prod_{j=1}^{Int} R_j \sqrt{\frac{\tilde{c}(Q_j)\tilde{\rho}(Q_j)}{c(Q_j)\rho(Q_j)}} \prod_{j=Int+1}^N R_j \sqrt{\frac{\tilde{c}(M_j)\tilde{\rho}(M_j)}{c(M_j)\rho(M_j)}} \quad . \quad (4.15)$$

Die Berechnung der Funktion $J(M)$ wird derart durchgeführt, daß die paraxiale Größe q_2 analytisch entlang des diffraktierten Strahls fortgesetzt wird, so daß gilt:

$$J(M) = c(O)/q_2(O, S, M) \quad . \quad (4.16)$$

Mit dieser Modifikation des EWA erhält man direkt am Beobachtungspunkt Q den gleichen Amplitudenterm G_o wie in der Originalformulierung. Bei der räumlichen Entfernung von der Schattengrenze wird jedoch der Einfluß der diffraktierten Strahlamplituden durch laterale Modellvariationen zunehmend größer.

Bei der Verwendung des EWA für mehrfach diffraktierende Strukturen ist eine Modifikation unerlässlich. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abb.(4.8b) eine zweifach diffraktierende Struktur dargestellt. Der Strahl Ω_1 von Quellpunkt O über S_1 zum Beobachtungsort Ω_1 entspricht dem Grenzschatenstrahl des ersten Diffraktors S_1 an der Grenzfläche Int . Diese von S_1 nach unten propagierende Diffraktion trifft auf der Grenzfläche $Int+k$ auf eine weitere Diskontinuität S_2 . Der Grenzschatenstrahl des zweiten Diffraktors S_2 , von S_1 und S_2 zur Beobachtungsebene Q_2 , ist mit Ω_2 gekennzeichnet. Um diese nach unten propagierende Diffraktion einer dynamischen Wellenfeldanalyse unterziehen zu können, ist es notwendig, daß dieses Wellenfeld die dynamischen Wellenfeldattribute enthält. Dies wird insbesondere dann notwendig, wenn die Grenzfläche $Int+k$ eine laterale Variation des Impedanzkontrastes

aufweist, und ein diffraktiertes Wellenfeld von Diffraktor S_I gewünscht ist, das den Modellparametern gerecht wird. Diese Forderung wird erfüllt, wenn der spreadingfreie Amplitudenterm \tilde{R} explizit entlang der diffraktierten Strahlenwege berücksichtigt wird. Diese Modifikation ist zwingend erforderlich, um Mehrfachdiffraktionen mittels des EWA zu berechnen. Um möglichst nahe an der Originalformulierung zu bleiben, könnte der Spreadingterm des ersten Grenzschatenstrahls Q_I , sowie der Kaustikzähler für alle weiteren Diffraktionen, beibehalten werden. Dieser Ansatz wird später bei Vergleichsrechnungen "Originalformulierung des EWA" für Mehrfachdiffraktionen genannt.

Führt man diesen Ansatz der Berücksichtigung des spreadingfreien Amplitudenterm konsequent weiter, so ergibt sich der modifizierte EWA, wie er zuvor für die einfach diffraktierende Struktur vorgestellt wurde. Da hier jedoch mehrfach der Diffraktionskoeffizient anzuwenden ist, wird beispielhaft der modifizierte EWA für die zweifach diffraktierende Modellstruktur vorgestellt. Die Berechnung diffraktierter Wellenfelder höherer Ordnung geschieht nach dem gleichen Verfahren und bedarf keinerlei weiterer Ergänzungen.

Das diffraktierte Wellenfeld am Beobachtungspunkt M wird bestimmt durch (siehe Abb.4.8b):

$$f_d(M) = \sqrt{|J(M)|} G_0(O, S_I) G_0(S_I, S_2) W(w_{Q_1, Q_2}) G_0(S_2, M) W(w_{Q_2, M}) e^{(i\omega\tau)} . \quad (4.17)$$

Der Amplitudenterm G_0 und der spreadingfreie Amplitudenterm \tilde{R} vom Quellpunkt O zum Diffraktor S_I ergibt sich aus:

$$G_0(O, S_I) = \tilde{R}(O, S_I) \prod_{j=1}^{Int} \sqrt{\frac{\cos[\tilde{\alpha}(Q_{Ij})]}{\cos[\alpha(Q_{Ij})]}} e^{m(O, S_I)\pi/2} \quad \text{und} \quad (4.18)$$

$$\tilde{R}(O, S_I) = g(O, \vartheta) \sqrt{c(O)\rho(O)} \prod_{j=1}^{Int} R_j \sqrt{\frac{\tilde{c}(Q_{Ij})\tilde{\rho}(Q_{Ij})}{c(Q_{Ij})\rho(Q_{Ij})}} . \quad (4.19)$$

Entsprechend vom Diffraktor S_I zum Diffraktor S_2 :

$$G_0(S_I, S_2) = \tilde{R}(S_I, S_2) \prod_{j=Int+1}^{Int+k} \sqrt{\frac{\cos[\tilde{\alpha}(Q_{2j})]}{\cos[\alpha(Q_{2j})]}} e^{m(S_I, S_2)\pi/2} \quad \text{und} \quad (4.20)$$

$$\tilde{R}(S_I, S_2) = \prod_{j=Int+1}^{Int+k} R_j \sqrt{\frac{\tilde{c}(Q_{2j})\tilde{\rho}(Q_{2j})}{c(Q_{2j})\rho(Q_{2j})}} , \quad (4.21)$$

sowie vom Diffraktor S_2 zum Beobachtungspunkt M :

$$G_0(S_2, M) = \tilde{R}(S_2, M) \prod_{j=lnl+k+1}^N \sqrt{\frac{\cos[\tilde{\alpha}(Q_{Mj})]}{\cos[\alpha(Q_{Mj})]}} e^{m(S_2, M)\pi/2} \quad \text{und} \quad (4.22)$$

$$\tilde{R}(S_2, M) = \sqrt{\frac{I}{c(M)\rho(M)}} \prod_{j=lnl+k+1}^N R_j \sqrt{\frac{\tilde{c}(Q_{Mj})\tilde{\rho}(Q_{Mj})}{c(Q_{Mj})\rho(Q_{Mj})}}. \quad (4.23)$$

Die Berechnung der Funktion $J(M)$ wird analytisch vom Quellpunkt O bis zum Beobachtungspunkt M entlang des geometrischen Strahlweges fortgesetzt, so daß gilt:

$$J(M) = c(O)/q_2(O, S_1, S_2, M).$$

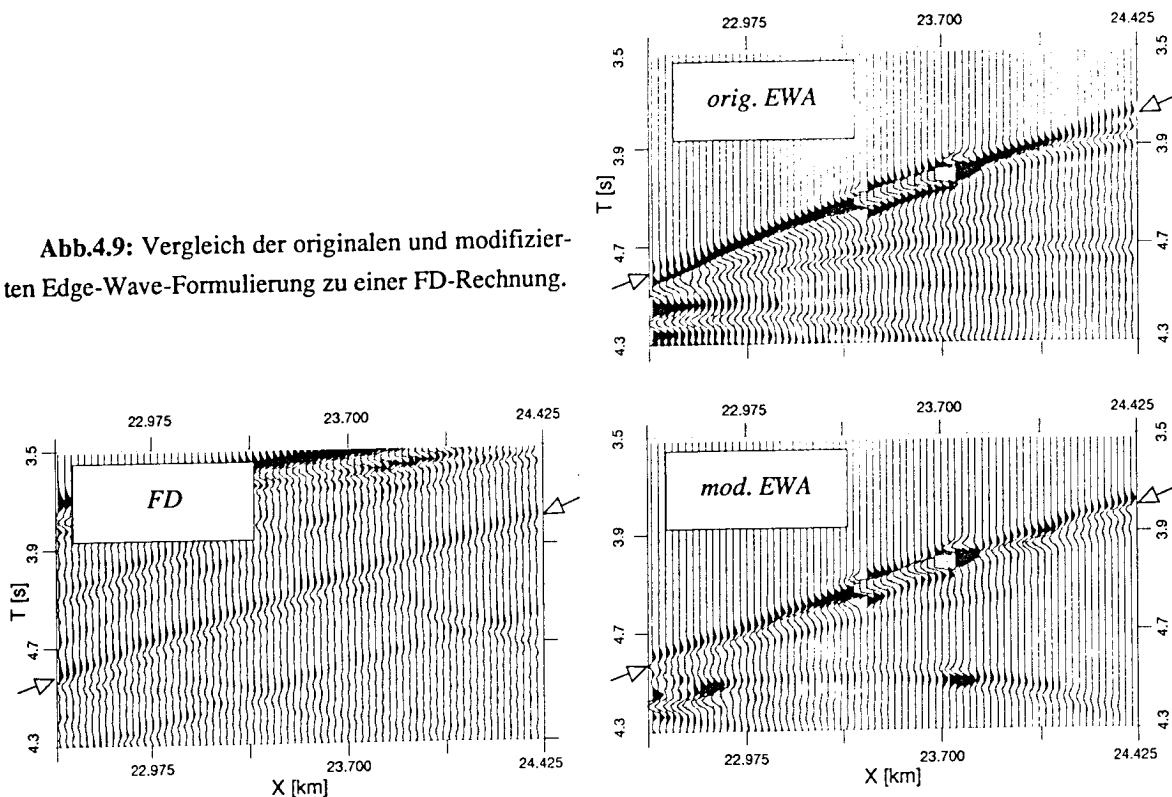
Es sollte noch darauf hingewiesen werden, daß die Berechnung des Diffraktionskoeffizienten, der nur lauffzeitabhängig ist, in der Beobachtungsebene stattfindet, aber auf den Amplitudenterm im Untergrund angewandt wird. Um die approximierten Referenzlaufzeiten zu bestimmen, welche für die Berechnung des Diffraktionskoeffizienten benötigt werden, müssen deshalb zusätzlich die paraxialen Größen p_2 und q_2 eines Diffraktors vorliegen. Diese werden vom Diffraktor entlang des Grenzschatenstrahls mit den Anfangsbedingungen einer Punktquelle berechnet.

Vom theoretischen Standpunkt wäre es ausreichend, innerhalb der Schattengrenzumgebung den Original-EWA und außerhalb die geometrische Diffraktionstheorie von *Keller (1962)* anzuwenden. Dies beinhaltet jedoch, daß einerseits die Schattengrenzumgebung bestimmt werden muß und andererseits ein kontinuierlicher Übergang vom Edge-Wave-Diffraktionskoeffizienten zum Diffraktionskoeffizienten der geometrischen Diffraktionstheorie vorliegen muß.

Der hier vorgeschlagene Ansatz führt keine Trennung der beiden Methoden durch, sondern ist eine Kombination. Die Approximationen des Original-EWA beruhen darauf, daß der Amplitudenterm G_0 für die diffraktierten Strahlen innerhalb der Schattengrenzumgebung keine Winkelabhängigkeit aufweist (siehe Gl. 3.50 in Kap. 3). Bei dem modifizierten EWA wird demgegenüber eine Änderung von G_0 berücksichtigt, indem dieser Amplitudenterm explizit entlang der diffraktierten Strahlen berechnet wird. Der Edge-Wave-Diffraktionskoeffizient $W(w)$ wird innerhalb als auch außerhalb der Schattengrenzumgebung angewendet. Dies läßt sich auch als eine Erweiterung des EWA unter Berücksichtigung des Energietransportes in Strahlrichtung interpretieren. Wie sich eine separate Anwendung der beiden Methoden im Gegensatz zu diesem kombinierten Ansatz verhält, könnte ein Ziel weiterer Forschung sein.

Um die Auswirkung der modifizierten EWA-Formulierung im Vergleich zu dem Original-EWA zu dokumentieren, wurden diese zwei Methoden einer FD-Rechnung gegenübergestellt (Abb. 4.9). Langanhaltene Diffraktionsäste sind in dem Original-EWA zu erkennen, die weitestgehend bei dem modifizierten Ansatz unterdrückt worden sind. Die lokalen Amplitudenüberhöhungen werden durch Geschwindigkeitskaustiken hervorgerufen. Wie diese vermindert werden können wird in Kap.(5.4) gezeigt. Weitere Gegenüberstellungen der modifizierten EWA-Formulierung zu dem klassischen EWA-Ansatz werden in den Anwendungsbeispielen der Kap.(6.1) und (7.1) durchgeführt.

Abb.4.9: Vergleich der originalen und modifizierten Edge-Wave-Formulierung zu einer FD-Rechnung.



5 Realisierung eines Strahlenprogramms unter Berücksichtigung von Mehrfachdiffraktionen

Als Ausgangsbasis zur Programmrealisierung diente das dynamische Strahlenprogramm Ray200, das im Rahmen der Dissertation von *Rabbel (1987)* erstellt wurde. Das Untergrundmodell wird hier in Segmente von Drei- und Vierecken zerlegt, wobei in jedem Segment ein lineares Geschwindigkeitsgesetz sowohl für p - als auch s -Wellen vorgegeben werden kann. Dies ermöglicht es alle Berechnungen analytisch vorzunehmen, wobei diese nur auf den jeweiligen Schnittpunkten mit den Strahlenverläufen und den Segmentzellen zu bestimmen sind und somit die Voraussetzung eines schnellen Zellen-Raytracings erfüllt. Dieses Strahlenprogramm verarbeitet vorgegebene Raycodes, welche von dem Benutzer manuell vorzugeben sind und den Laufweg der primären Wellenfelder beschreiben. Um ein selbstgenerierendes System zu realisieren, welches in der Lage sein sollte, mehrfach diffraktierte Diffraktionen des Wellenfeldes zu simulieren, mußten zusätzlich Module geschaffen werden, die eigenständig Raycodes erzeugen. Diese Raycodes, welche die Strahlverfeinerung oder die Edge-Waves beschreiben, wurden derart parametrisiert, daß sie wie die primären Wellenfelder dem Programm zugeführt werden konnten (Kap. 5.1). Da keinerlei Unterscheidung zwischen primärem Wellenfeld und diffraktiertem Wellenfeld (1. Ordnung) vorgenommen wurde, werden diffraktierte Wellenfelder (2. Ordnung) aus dem diffraktierten Wellenfeld (1. Ordnung) nach dem gleichen Algorithmen generiert (Kap. 5.2). Somit wird eine Methode nach dem Schneeballprinzip aktiviert, die es notwendig macht, Abbruchkriterien anzuwenden, um diesen Prozeß zu terminieren (Kap. 5.3). Da in realistischen Modellen mit lateralen und vertikalen Geschwindigkeitsgradienten Kaustikzonen in der Nähe der Beobachtungsebene auftreten können, was zu Diffraktionen mit unverhältnismäßig großen Amplituden führen kann, wird bei der Wellenfeldsynthese eine ad hoc-Korrektur vorgestellt (Kap. 5.4). Diese Korrektur erweist sich bei der späteren Anwendung auf komplexe Modelle als außerordentlich hilfreich, falls die Gültigkeitsgrenzen der Strahlenmethode erreicht wurden.

5.1 Realisierungsstruktur

Die primären Wellenfelder werden anhand von Raycodes beschrieben, welche die Quellposition, die Anzahl von Strahlen, die einen gewünschten Winkelbereich überdecken sollen,

als auch die Propagationvorschrift vorgeben (siehe Kap. 4.1.2). Diese Raycodes mit ihrer Propagationsvorschrift und die Modellvorgaben des Makromodells bilden die Eingaben, die von dem Anwender vorgegeben werden müssen (Abb. 5.1). Das eigentliche Raytracingmodul ist in Abb.(5.1) durch den grau unterlegten Block A symbolisiert. Nachdem ein kinematisches und dynamisches Raytracing bis zur ersten vorgegebenen Grenzfläche *Int* durchgeführt wurde, ist ein Modul implementiert worden, das die Wellenfeldattribute auf Wellenfelddiskontinuitäten überprüft. Falls keinerlei Diskontinuitäten aufgetreten sind, wird nach Anweisung der Propagationsvorschrift diese Schleife solange wiederholt, bis die Propagationsvorschrift abgearbeitet wurde und eine Abspeicherung der Wellenfeldattribute wie Ort, Laufzeit und Amplitudenterme erfolgen kann. Ferner werden alle Strahlen mit einer fortlaufenden Nummer versehen, die zur Identifizierung von Wellenfelddiskontinuitäten in der Wellenfeld-Synthese benötigt werden.

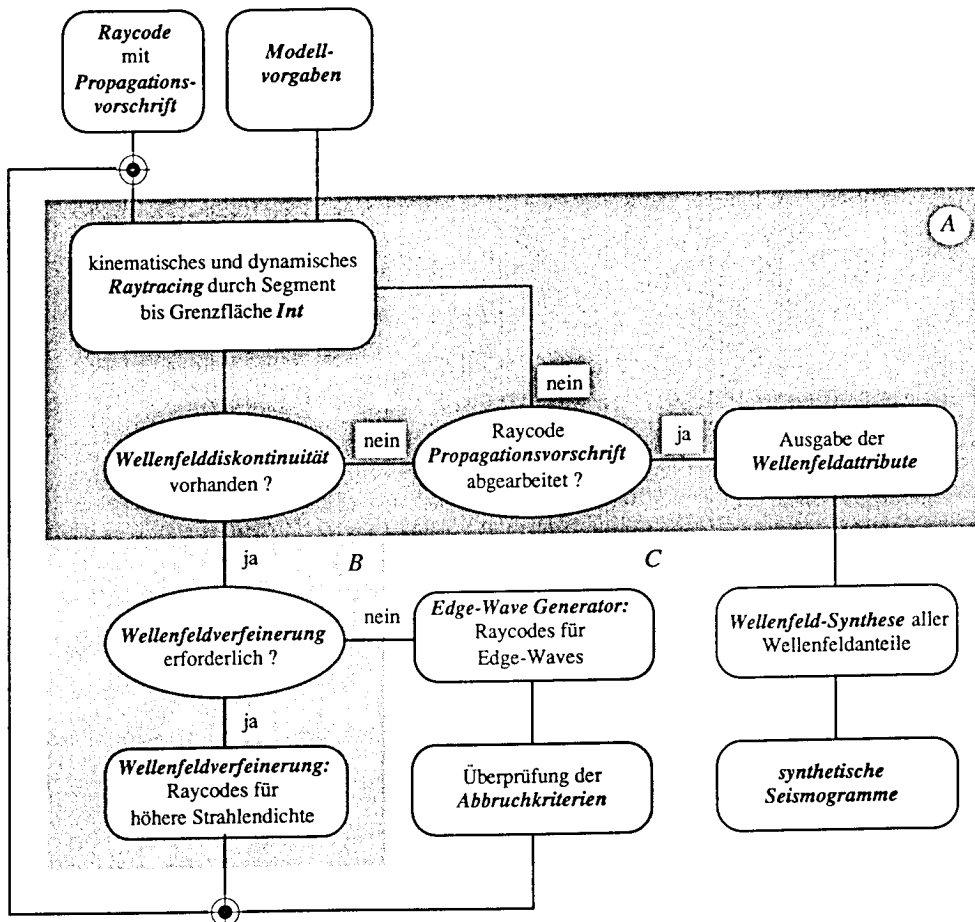


Abb.5.1: Realisierungsstruktur eines Strahlenprogramms unter Einbezug einer automatisierten Generierung von Diffraktionen und mehrfach diffraktierten Diffraktionen.

Ist eine Wellenfelddiskontinuität detektiert worden, werden die Attribute des fehlerhaften Strahls als auch der umgebenden Strahlen dem Modul *B* oder *C* zur Verfügung gestellt. Der fehlerhafte Strahl wird selbst nicht zur Ausgabe übergeben, wodurch eine Lücke in der Numerierung der bearbeiteten Strahlenabfolge auftritt. Es sollte hier bemerkt werden, daß die Attribute von mehreren benachbarten Strahlen an jeder Grenzfläche vorliegen müssen, da eine Überprüfung von Wellenfelddiskontinuitäten auf einen Vergleich von benachbarten Attributen beruht (Kap.4).

Um evt. mehrere primäre Raycodes zu bearbeiten, bedarf es eines Konzeptes, wie die Raycodes der Wellenfeldverfeinerung und der Edge-Waves des ersten primären Raycodes abgearbeitet werden sollen. Um die Möglichkeit zu eröffnen, die selbst generierten Raycodes im Speicher zu halten, ist folgende Hierarchie der Bearbeitungssequenz eingeführt worden (siehe Abb.5.1):

Modul in Abb.(5.1)

- A • primäre Strahlen (ein Raycode)
(Zwischenspeicherung der Edge-Waves-Raycodes, falls keine weitere Wellenfeldverfeinerung notwendig ist)
- B • Strahlen zur Wellenfeldverfeinerung
(Zwischenspeicherung der Edge-Wave-Raycodes, falls keine weitere Wellenfeldverfeinerung notwendig ist)
- C • Strahlen der Edge-Waves
(wird erst aktiv, wenn die Wellenfeldunterteilung des primären Wellenfeldes abgeschlossen ist)

Dadurch wird gewährleistet, daß die Strahlen der Wellenfeldverfeinerung und der Edge-Waves direkt nach dem primären Wellenfeld in der Wellenfeld-Synthese vorliegen und die im Speicher gehaltenen Raycodes nur aus einem primären Raycode hervorgehen.

5.1.1 Raycode der Wellenfeldverfeinerung

Ist eine Wellenfelddiskontinuität detektiert worden, so wird zunächst überprüft, ob eine zusätzliche Wellenfeldverfeinerung notwendig ist (Kap. 4.2.3). Ist dies der Fall, so wird ein neuer Raycode erzeugt, der dem primären Raycode mit Ausnahme des abgestrahlten Winkelbereichs gleicht. Die Grenzen des neuen Winkelbereichs werden bestimmt von den Umgebungsstrahlen. Diese sind die Nachbarstrahlen, die den fehlerhaften Bereich umgeben. Die Anzahl von Strahlen für diesen Bereich wird zehnmal höher vorgegeben als zuvor, um möglichst schnell eine Beendigung der Wellenfeldverfeinerung zu erreichen. Diese Raycodes

werden zunächst zwischengespeichert, bis alle Strahlen des primären Raycodes das Modul A durchlaufen haben, um evt. weitere Raycodes zu sammeln. Diese selbst generierten Raycodes werden dann dem Modul A zugeführt und dem gleichen Verfahren unterworfen. Dies wird solange wiederholt, bis keine Wellenfeldverfeinerung mehr notwendig ist, d.h. keine Raycodes für eine höhere Strahlendichte im Speicher mehr vorliegen.

Allein dieses Modul B bietet für die Erzeugung von strahlensynthetischen Seismogrammen mittels der shooting-Methode einen erheblichen praktischen Nutzen. Der Benutzer braucht nur eine geringe Anzahl von Strahlen in einem gewünschten Winkelbereich zu definieren und erhält automatisch eine Wellenfeldtrennung mit einer wesentlich feineren Abtastung in den kritischen Bereichen des Modells.

Durch die begrenzte Darstellungsgenauigkeit von Zahlen im Computer mußte zusätzlich ein Abbruchkriterium angewendet werden. So wird keine weitere Wellenfeldunterteilung mehr vorgenommen, wenn das Winkelinkrement den Zahlendarstellungsbereich des verwendeten Rechners unterschritten hat. Dies wird insbesondere für refraktierte Einsätze schnell erreicht, da diese nur einen sehr kleinen Winkelbereich aufweisen, innerhalb der ein Energie-transport in den Untergrund ermöglicht wird.

Um möglichst schnell eine Analyse über einen weiten Winkelbereich zu erreichen, wurde es notwendig, den jeweils untersuchten Winkelbereich gegebenenfalls zu verkleinern. Dies wird dann erforderlich, wenn trotz erhöhter Strahlendichte keine neuen fehlerfreien Strahlen vorliegen. Um nicht durch eine vorzeitige Verkleinerung des Winkelbereichs Modellbereiche auszuschließen, wird dies erst vorgenommen, wenn eine Anzahl von 1000 Strahlen pro untersuchtem Winkelbereich keinen Erfolg aufweisen. Danach wird zunächst der Winkelbereich in zwei separate Bereiche aufgeteilt und mit jeweils 750 Strahlen weiter untersucht. Falls danach immer noch kein fehlerfreier Strahl vorliegt, wird immer nur noch der halbe Winkelbereich, ausgehend vom fehlerfreien Umgebungsstrahl, einer weiteren Analyse unterzogen. Dies wird insbesondere bei dynamischen Wellenfelddiskontinuitäten notwendig, wenn reflektierte Einsätze Amplitudenwerte von Null annehmen (siehe Abb. 4.2b). Nur so kann gewährleistet werden, daß bei einer mehrfachen Wellenfeldverfeinerung nicht der gesamte fehlerhafte Bereich einer Wellenfeldunterteilung unterzogen wird, bis die eigentliche Diskontinuität ausreichend genau bestimmt wurde.

5.1.2 Raycodes der Edge-Waves

Ist eine Wellenfelddiskontinuität detektiert worden, ohne daß eine weitere Wellenfeldverfeinerung notwendig wird, so werden anhand der umgebenden Wellenfeldattribute (Kap. 4.3) die Raycodes der Edge-Waves im Modul C erzeugt (Abb. 5.1). Da für die dynamische Berechnung der Edge-Waves eine Vielzahl von Parametern des Grenzschatenstrahls benötigt

werden und diese nicht alle als Information in den Raycode eingehen können, bedarf es eines Hilfstrahls, der diese gesamte Information reproduziert. Dies wird dadurch realisiert, daß vor den eigentlichen Raycodes der diffraktierten Strahlen, der jeweilige Grenzschatenstrahl noch einmal als Raycode mit übergeben wird. Dieser Raycode besteht aus nur einem Strahl mit der Zusatzinformation, an welcher Grenzfläche *Int* die folgenden Raycodes ihren Ursprung haben. Dadurch können im Modul *A* alle Wellenfeldattribute des Grenzschatenstrahls, wie z.B. der Amplitudenterm bis zum Diffraktor (Kap. 4.5), oder die paraxialen Größen des Grenzschatenstrahls in der Beobachtungsebene, die zur Wellenfortsetzung benötigt werden (Kap. 3.2), für die folgenden diffraktierten Strahlen zur Verfügung gestellt werden.

Die Raycodes der diffraktierten Strahlen werden separat für den beleuchteten Bereich und dem Schattenbereich ausgegeben, so daß zur vollständigen Beschreibung der Edge-Waves (1. Ordnung) drei Raycodes erforderlich sind. Diese werden solange im Zwischenspeicher des Moduls *C* gesammelt, bis keine Raycodes zur Wellenfeldverfeinerung mehr vorliegen, und erst dann dem Modul *A* zugeführt (Abb. 5.1).

5.2 Mehrfach diffraktierte Diffraktionen

Falls bei den Edge-Waves (1. Ordnung) wieder Wellenfelddiskontinuitäten auftreten, werden diese analog zum primären Raycode zunächst einer Wellenfeldverfeinerung unterzogen. Diese Wellenfeldverfeinerung besteht nun aus zwei Raycodes, aus dem zugehörigen Grenzschatenstrahl der Diffraktion und den Strahlen, die aus dem fehlerhaften Winkelbereich diffraktiert wurden.

Falls eine Wellenfelddiskontinuität vorliegt und keine weitere Wellenfeldunterteilung notwendig wird, werden Edge-Waves 2. Ordnung generiert. Diese bestehen nun aus vier Raycodes, aus dem Grenzschatenstrahl der 1. Diffraktion, dem Grenzschatenstrahl der neuen Diffraktion als auch aus den zwei Wellenfeldern für den beleuchteten und Schattenbereich.

Mit Hilfe dieser Struktur ist es möglich, ohne zusätzliche Module, eine Vielzahl von diffraktierten Diffraktionen des primären Wellenfeldes zu handhaben. Da dies ein Schneeballprozeß ist, wird es notwendig, Kriterien vorzugeben, wann dieser Selbstgenerierungsprozeß abubrechen ist. Dies wird um so deutlicher, wenn man bedenkt, daß ein diffraktiertes Wellenfeld wieder das ganze Modell durchstrahlt und somit alle Diskontinuitäten im Modell mehrfach in die Berechnungen eingehen.

5.3 Abbruchkriterien

Dadurch, daß diffraktierte Wellenfelder nur Grenzflächen zugeordnet werden können, die in der Propagationsvorschrift vorkommen, wird automatisch ein Terminierungsprozeß vorge-

geben. Wenn z.B. die Propagationsvorschrift des primären Raycodes aus N zu durchlaufenden Modellzeilen besteht, so können maximal $N - 1$ Generationen von Edge-Waves erzeugt werden. Dies ist dadurch begründet, daß ein Diffraktor nicht einer Grenzfläche zugeordnet werden kann, die als Quellpunkt vorgegeben wurde. Ein Terminierungskriterium, das nur eine begrenzte Anzahl von Generationen erlaubt, birgt die Gefahr, daß signifikante Wellenfeldanteile vernachlässigt werden. Dies ist insbesondere der Fall, wenn Wellenfelddiskontinuitäten sehr nahe dem vorherigen Grenzschatenstrahls auftreten. Legt man z.B. ein diskontinuierliches Schichtmodell, bestehend aus N Modellzeilen und M Modelldiskontinuitäten pro Modellzeile, zugrunde und bedenkt, daß die Edge-Waves an den M Modelldiskontinuitäten meist immer paarweise auftreten, so ergeben sich N_{Diff} Diffraktoren gemäß :

$$N_{Diff} = 2M^{(N-1)} \quad . \quad (5.1)$$

Bei einem realistischen Modell, bestehend aus sechs Schichten und dreißig Modelldiskontinuitäten pro Modellzeile, ergeben sich für eine Reflexion an der sechsten Modellzeile über $0.7 \cdot 10^9$ diffraktierte Wellenfelder. Diese hohe Anzahl von zu berechnenden Wellenfeldern wäre nur für einen primären Raycode gegeben. Der damit verbundene hohe Rechenaufwand läßt den Wunsch nach effektiven Abbruchkriterien aufkommen.

Ein Abbruchkriterium, das den Diffusionscharakter berücksichtigt, ist das Amplitudenabbruchkriterium. Dies wird dadurch realisiert, daß der Anwender einen Mindestamplitudenwert vorgibt, der überschritten werden muß. Falls die Amplitudenwerte kleiner als die Vorgabe sind, werden diese Wellenfelder nicht zur Ausgabe weitergeleitet. Um bei diffraktierten Wellenfeldern diese Bedingung vorab zu überprüfen, wird der Amplitudenwert des Grenzschatenstrahls herangezogen (siehe Abb. 5.1). Da die diffraktierten Strahlen maximal den halben Amplitudenwert des Grenzschatenstrahl annehmen können, ist es notwendig, daß der Grenzschatenstrahl mindestens doppelt so groß sein muß wie der vorgegebene Mindestamplitudenwert. Dieses Abbruchkriterium hat sich in der Praxis bewährt, da der Anwender damit auch eine Möglichkeit, hat den Generierungsprozeß zu steuern und nur signifikante Wellenfeldanteile zu berücksichtigen.

5.4 Die Wellenfeld-Synthese

In der Wellenfeld-Synthese werden die Wellenfeldanteile aus dem Strahlenprogramm wieder einander zugeordnet. Hierbei ist darauf zu achten, daß die redundante Wellenfeldinformation der Wellenfeldverfeinerung, welche durch die zwei Umgebungsstrahlen einer Wellenfeldverfeinerung verursacht werden, nicht berücksichtigt wird. Eine lineare Interpolation zwischen zwei Laufzeitwerten mit den zugehörigen Amplituden- und Phasen-

informationen wird durchgeführt, sofern sich die kodierte Strahlnumerierung jedes Laufzeitwertes nur um den Betrag Eins unterscheidet. Dadurch wird gewährleistet, daß eine Wellenfeldtrennung vorgenommen wird, falls eine Wellenfelddiskontinuität detektiert wurde. Diese kann jedoch durch die Strahlverfeinerung wieder geschlossen werden, sofern diese durch eine ungenügende Strahlendichte hervorgerufen wurde.

Da aus der Theorie der Edge-Waves keinerlei Bedingungen der Polarisierung des primären Wellenfeldes eingehen, ist es möglich, eine Komponentenzerlegung für Wellenfelder durchzuführen, die in verschiedenen Richtungen polarisiert sind (P - oder SV -Anteil). Ferner können noch unterschiedliche Wavelets, Abstrahl- und Inzidenzcharakteristiken sowie die Spreadingterme für eine Linienquelle (reine 2-D Quelle) oder einer Punktquelle (3-D Quelle in 2D-Medium) bei der Berechnung berücksichtigt werden (siehe Gl. 2.26 bis Gl. 2.28). Weitere Optionen dieses Moduls sind bei *Rabbel (1987)* ausführlich beschrieben.

Bei der Anwendung von realistischen Modellen mit lateralen und vertikalen Geschwindigkeitsgradienten und komplexen Untergrundstrukturen hat sich gezeigt, daß durch die sehr feine Strahlabtastung gerade in den komplexen Bereichen des Modells, Kaustikzonen häufig auftreten und bei den Amplitudenberechnungen zu sehr großen Werten führen, sofern diese Kaustikzonen in der Nähe der Beobachtungsebene auftreten. Dies läßt sich theoretisch umgehen, indem man vorgibt, daß ein Mindestabstand von einer Kaustik vorliegen muß (Gl. 2.32). Jedoch können in der Praxis schon Strahlen zu unverhältnismäßig großen Amplitudenwerten führen, noch bevor eine mögliche Kaustik detektiert wurde. Dies wird durch einen verschwindend kleinen Wert der paraxialen Größe q_2 , welche das geometrische Spreading in Ausbreitungsrichtung J_L bestimmt, verursacht. Da der Spreadingterm senkrecht zur Ausbreitungsrichtung J_T , welcher durch die paraxiale Größe q_3 bestimmt wird, eine monoton steigende Funktion entlang eines Strahls ist, wurde ad hoc eine Amplitudenbegrenzung eingeführt. Diese beruht auf einem Vergleich zwischen dem Spreadingterm in Ausbreitungsrichtung und dem senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, derart daß:

$$J_L = \begin{cases} J_L(M) & \text{für } J_L(M) \leq 2J_T(M) \\ J_T(M) & \text{für } J_L(M) > 2J_T(M) \end{cases}, \quad (5.2)$$

wobei in dem modifizierten EWA Ansatz, für eine einfach diffraktierende Struktur, die Spreadingfunktion J_L in Ausbreitungsrichtung bestimmt wird durch:

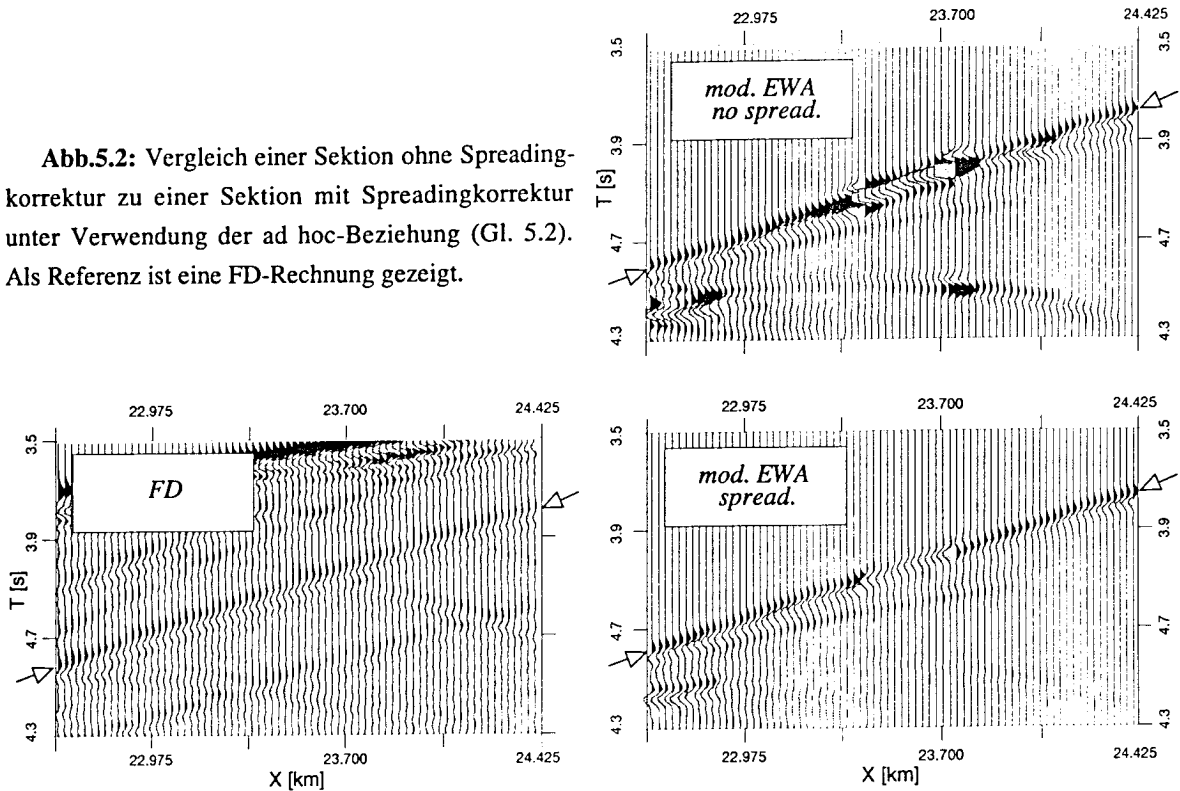
$$J_L(M) = \sqrt{\frac{c(O)}{|q_2(M)|}} \prod_{j=1}^{Int} \sqrt{\frac{\cos[\tilde{\alpha}(Q_j)]}{\cos[\alpha(Q_j)]}} \prod_{j=Int+1}^N \sqrt{\frac{\cos[\tilde{\alpha}(M_j)]}{\cos[\alpha(M_j)]}} \quad (5.3)$$

und die Spreadingfunktion J_T senkrecht zur Ausbreitungsrichtung durch:

$$J_T(M) = \sqrt{\frac{c(M)}{|q_3(M)|}} \quad (5.4)$$

Die Wirkungsweise der Spreadingkorrektur (Gl. 5.2) ist in Abb.(5.2) gezeigt. Als Vergleich wurde eine FD-Rechnung durchgeführt. Durch diese Spreadingkorrektur werden lokale Amplitudenüberhöhungen vermindert und eine Annäherung an die Referenzmethode erreicht. Weitere Anwendungsbeispiele werden im Kap.(7.1) gezeigt.

Abb.5.2: Vergleich einer Sektion ohne Spreadingkorrektur zu einer Sektion mit Spreadingkorrektur unter Verwendung der ad hoc-Beziehung (Gl. 5.2). Als Referenz ist eine FD-Rechnung gezeigt.



Ein weiterer Problemkreis in komplexen Medien, der durch Kaustiken hervorgerufen wird, bilden Laufzeitschleifen bei der Spurinterpolation. Falls es eine Änderung der Bewegungsrichtung nicht als Wellenfelddiskontinuität zu detektieren gilt, können Amplitudenoszillationen entlang von Laufzeitkurven auftreten. Diese können durch eine Überdeckungskorrektur vermindert werden. Jedoch setzt dies voraus, daß zunächst alle separaten Laufzeitäste wieder zusammengesetzt werden, und stellt nur eine "kosmetische" Korrektur dar, die auf einer unvollständigen Wellenfelddiskontinuitätsdetektion beruht. Allerdings bietet diese Korrektur einen erheblichen Rechenzeitvorteil gegenüber der Generierung von Diffraktionen

an Grenzflächen, wo eine Änderung der Bewegungsrichtung stattfindet. Den Einfluß dieser Korrekturen auf die synthetischen Sektionen wird im Kap.(7.1) diskutiert.

6 Anwendungsbeispiele bei synthetischen Modellen

Die Erweiterung der Strahlenmethode mit den Edge-Waves im 2D-Medium bzw. mit den Tip-Waves im 3D-Medium wurde für einfache Modellkonfigurationen (homogener Oberbau) mit experimentellen Durchschallungsmessungen im Labor verglichen (*Klem-Musatov et al., 1994*). Diese sind sowohl für reflektierte als auch transmittierte Wellenfelder an Modelldiskontinuitäten mit befriedigenden Ergebnissen durchgeführt worden. Ein Vergleich des EWA zu FD-Rechnungen im elastischen Medium wurde im Rahmen einer Diplomarbeit von *Bergmann (1995)* bei homogenen Medien für pp - und p - sv konvertierte Wellen untersucht. Hier zeigte sich, daß die Fehler der Erweiterung der Strahlentheorie mit dem EWA maßgeblich auf die unvollständige Beschreibung der Wellenphänomene durch die Strahlentheorie selbst hervorgerufen werden. Ferner konnte festgestellt werden, daß die diffraktierten Einsätze generell zu große Amplituden besaßen, wobei für diese Rechnungen die originale Edge-Wave-Formulierung mit der paraxialen Laufzeitapproximation verwendet wurde. Inwieweit der EWA auch komplexere Modelle mit mehrfach diffraktierten Diffraktionen simulieren kann, welches nur mittels einer automatisierten Edge-Wave-Generierung zu handhaben ist, wird im folgenden Kapitel anhand einer *vertikalen Stufe* untersucht (Kap. 6.1). Dabei wird gezeigt, daß die Modifikation der Edge-Wave-Formulierung eine Verbesserung des Amplitudenverhaltens sowohl bei mehrfach diffraktierten Diffraktionen als auch bei einfach diffraktierten Einsätzen weit im geometrischen Schatten gewährleistet.

Bei gekrümmten Grenzflächen, welche bei diesem Strahlenprogramm durch stückweise gerade Grenzflächen angenähert werden, erweist sich die automatisierte Edge-Wave-Generierung als notwendig, um realistische Seismogramme zu erhalten. Hier bietet die kinematische Wellenfelddetektion, insbesondere die Änderung der horizontalen Bewegungsrichtung, eine effiziente Möglichkeit, um lokale Fokussierungszonen zu detektieren und mit Edge-Waves zu ergänzen. Die Ergebnisse der erweiterten Strahlenmethode mit dem EWA bei einer Abfolge von *Synklinal- und Antiklinalstrukturen* werden durch Vergleiche von synthetischen Seismogrammen aus FD-Rechnungen und der Kirchhoff-Theorie quantifiziert (Kap. 6.2).

Als praktisches Anwendungsbeispiel des EWA wird abschließend für ein *komplexes Strukturmodell* eine vollständige Akquisitionsgeometrie simuliert (Kap. 6.3). Mit Hilfe eines iterativen Migrationsverfahrens zur Bestimmung des Makromodells, konnte aus den syntheti-

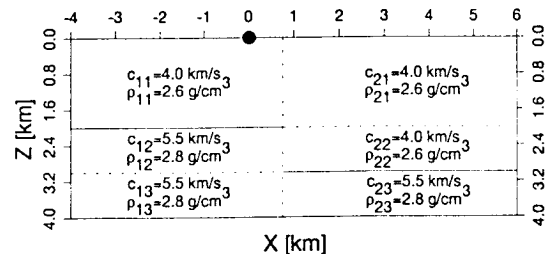
schen Daten, welche recht komplexe Wellenfelder zeigen, das Eingabemodell reproduziert werden. Bei einer Vernachlässigung der Edge-Waves bei der Modellierung zeigte das Ergebnis des Migrationsprozesses ein verringertes Auflösungsvermögen aufgrund unvollständiger Wellenfeldinformation.

6.1 Die vertikale Stufe

Ein Modell, das die Notwendigkeit von Mehrfachdiffraktionen veranschaulicht und die Arbeitsweise der Wellenfelddiskontinuitätsbestimmung mit dem automatisierten Edge-Wave-Generator zeigt, ist die vertikale Stufe. Die Reflexionsantwort eines Einzelschusses dieser Struktur (Abb. 6.1) wird für ein akustisches Medium berechnet, wobei das einfallende Wellenfeld in das untere Hochgeschwindigkeitsmedium eindringen kann. Durch dieses Eindringen in das untere Medium werden komplexe Wellenfelder erzeugt, die es notwendig machen insgesamt zwölf Edge-Waves mit jeweils einen beleuchteten und Schattenbereich zu generieren, um einen kontinuierlichen Verlauf der reflektierten und diffraktierten Einsätze zu gewährleisten.

Das Modell in Abb.(6.1) besteht aus zwei Spalten mit jeweils zwei Zeilen. Der vertikale Versatz der Stufe wird hier durch eine Spalte definiert, womit im voraus eine Reflexion an dieser Grenzfläche ausgeschlossen wurde (siehe Kap. 4.1.1). Die horizontalen Grenzflächen der Struktur sind im Modell durch Zeilen definiert, die durchgängig im gesamten Modell vorhanden sind und keinen Impedanzkontrast aufweisen, wo diese nicht die gewünschte Struktur beschreiben.

Abb.6.1: Modellsegmentierung der vertikalen Stufe. Die durchgezogenen Linien entsprechen der gewünschten Modellstruktur. Der Quellpunkt für das zu berechnende Wellenfeld befindet sich bei Profilklokation 0 km .



Die Propagationsvorschrift des Wellenfeldes besteht aus zwei Raycodes. Der erste Raycode beschreibt die Reflexion an der oberen Grenzfläche der vertikalen Stufe, während der zweite Raycode die Reflexion an der unteren Grenzfläche beschreibt. Da diese Modellierung für eine Signalfrequenz von 20 Hz durchgeführt werden soll, wurde für die kinematische Wellenfelddetektion ein maximaler Laufzeitfehler von $0.003125 \text{ Sekunden}$ erlaubt, was $1/16$ der Signalperiode entspricht. Für die dynamische Wellenfelddetektion wurde ein maximaler Fehler von 75% zugelassen. Um den Effekt der mehrfach diffraktierten

Wellenfelder zu demonstrieren, wurde bei diesem Beispiel kein Amplitudenabbruchkriterium angewendet.

In Abb.(6.2a) ist für den oberen Reflektor der vertikalen Stufe die primäre Laufzeitkurve t_I , das Strahlendiagramm und die zugehörige Synthetik in dem markierten Ausschnitt des Laufzeitdiagramms nach der Wellenfeldverfeinerung gezeigt. In dem synthetischen Seismogramm ist zusätzlich noch die Normierungsamplitude angegeben. Durch die dynamische Wellenfelddetektion wurde mittels des Edge-Wave-Generators der Quellpunkt für die Diffraction $dI:1$ lokalisiert.

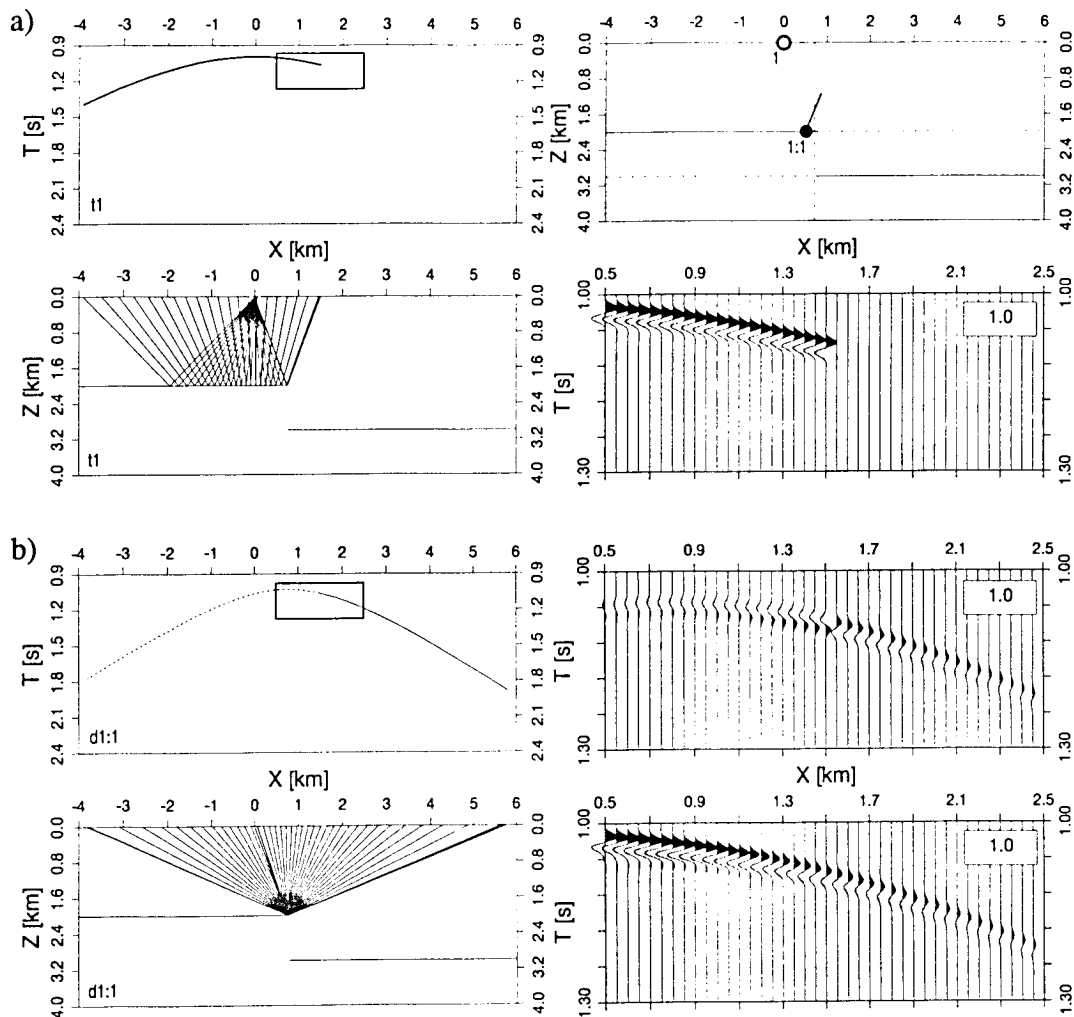


Abb.6.2a-b: Wellenfeld t_I des oberen Reflektors der vertikalen Stufe. In Abb.(6.2a) ist die Laufzeitkurve, das Strahlendiagramm sowie die Synthetik mit dem Normierungsfaktor in dem markierten Ausschnitt des Laufzeitdiagramms des primären Wellenfeldes t_I dargestellt. Mit Hilfe der Wellenfeldanalyse wurde der Diffraktor $dI:1$ lokalisiert. Abb.(6.2b) zeigt die Laufzeitkurve, das Strahlendiagramm und die Synthetik für das diffraktierte Wellenfeld $dI:1$. Die Superposition des primären Wellenfeldes t_I mit dem diffraktierten Wellenfeld (1. Ordnung) in der unteren rechten Abbildung zeigt einen kontinuierlichen Verlauf.

Dies wurde in der oberen rechten Abb.(6.2a) durch den dunklen Kreis mit dem zugehörigen Abgangswinkel des Grenzschatenstrahls symbolisiert. Dieses diffraktierte Wellenfeld ist in Abb.(6.2b) gezeigt. Die linke Abbildung zeigt die diffraktierte Laufzeitkurve, wobei diese in der beleuchteten Zone gepunktet dargestellt wurde. Darunter ist das zugehörige Strahlendiagramm der Diffraktion gezeigt. Die Synthetik der Edge-Waves, in dem Ausschnitt des Laufzeitdiagramms in der Abb.(6.2b) oben rechts, zeigt deutlich den Phasenwechsel an der Position des Grenzschatenstrahls. Unterhalb ist die Superposition des diskontinuierlichen Wellenfeldes $t1$ mit dem Edge-Wave-Wellenfeld $d1:1$ dargestellt. Dieses Wellenfeld, welches dem oberen Reflektor der Struktur entspricht, weist keinerlei Diskontinuitäten mehr auf und somit als abgeschlossen betrachtet werden.

In Abb.(6.3a) sind für den unteren Reflektor der vertikalen Stufe die primären Laufzeitkurven und das Strahlendiagramm nach der Wellenfeldverfeinerung gezeigt. Dieses Wellenfeld besteht aus zwei Wellenfeldanteilen. Der eine Anteil des Wellenfeldes, entsprechend der dunkel hervorgehobenen Laufzeitkurve $t2$, tritt in das Hochgeschwindigkeitsmedium ein und besitzt zwei primäre Wellenfelddiskontinuitäten. Dies wird deutlich durch den räumlich separierten Laufzeitast. Der andere Anteil des Wellenfeldes propagiert direkt zu dem unteren Reflektor und besitzt nur eine Wellenfelddiskontinuität, sofern das Modell bis ins Unendliche fortgesetzt würde. Welche Modelldiskontinuitäten den primären Wellenfelddiskontinuitäten zugeordnet werden müssen, wird durch den Edge-Wave-Generator bestimmt. Dies wird im folgenden Beispiel für diese drei primären Diskontinuitäten mit ihren weiteren Diskontinuitäten höherer Ordnung nacheinander beschrieben und entsprechend der Bildanordnung des Wellenfeldes $t1$ dargestellt.

Die erste primäre Wellenfelddiskontinuität des Wellenfeldes $t2$ wird hervorgerufen nach dem Eindringen in das untere Medium und dem Auftreffen auf den unteren Reflektor der Stufe (Abb. 6.3a). Das synthetische Seismogramm zeigt einen diskontinuierlichen Verlauf. Durch die dynamische Wellenfelddetektion wurde der Quellpunkt für die zugehörige Diffraktion $d2:1$ lokalisiert.

Dieses diffraktierte Wellenfeld mit der Synthetik der Edge-Waves, als auch die Superposition mit dem primären Wellenfeld ist in Abb.(6.3b) dargestellt. Die Synthetik zeigt nach der Superposition in dem gezeigten Ausschnitt einen kontinuierlichen Verlauf. Jedoch wird aus dem Strahlendiagramm deutlich, daß dieses diffraktierte Wellenfeld (1. Ordnung) im Schattenbereich bei der Profillokation 0.75km eine Wellenfelddiskontinuität besitzt. Dieser Diskontinuitätsbereich ist nochmals in der Abb.(6.3c) gezeigt.

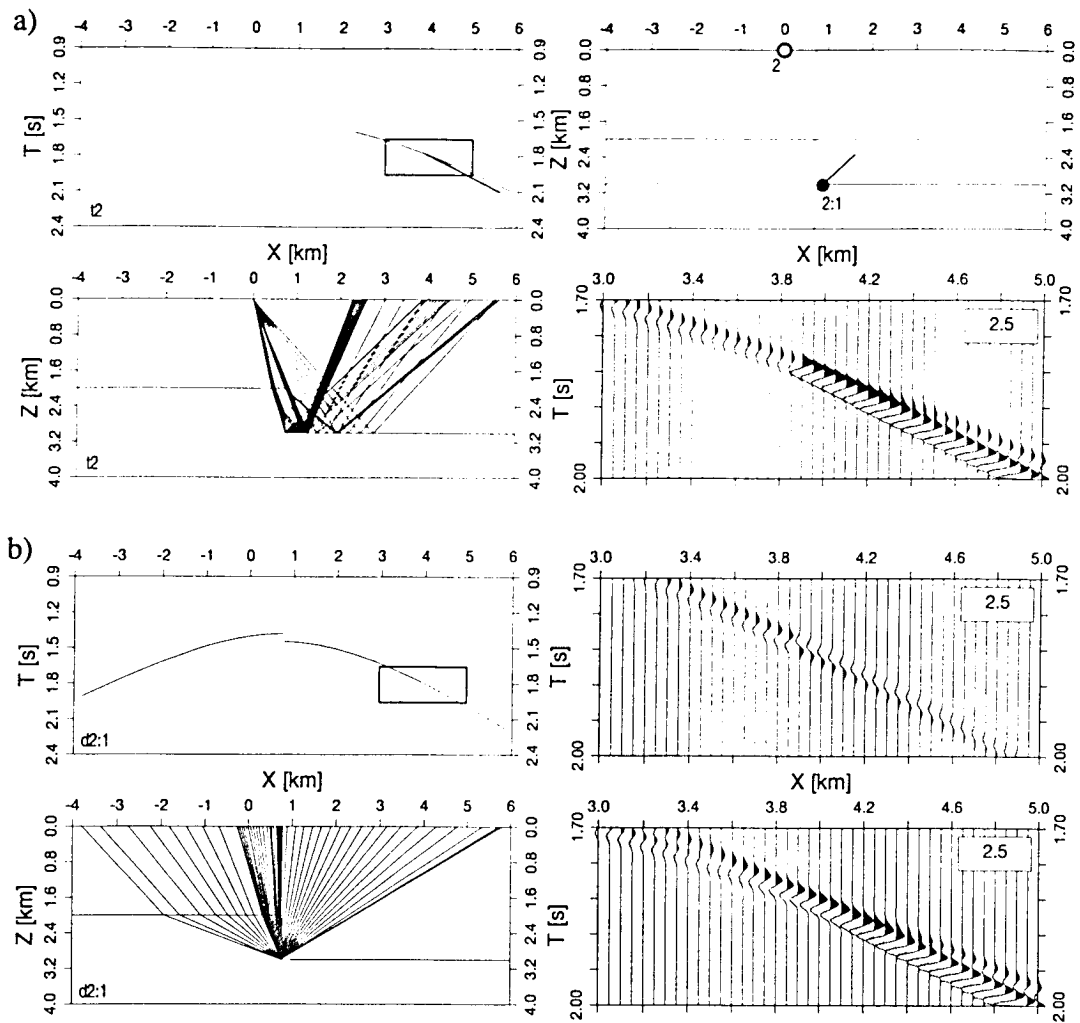


Abb.6.3a-b: Wellenfeld t_2 des unteren Reflektors der vertikalen Stufe. In Abb.(6.3a) ist die Laufzeitkurve, das Strahlendiagramm sowie die Synthetik mit dem Normierungsfaktor in dem markierten Ausschnitt des Laufzeitdiagramms des primären Wellenfeldes t_2 dargestellt. Mit Hilfe der Wellenfeldanalyse wurde der Diffraktor $2:1$ lokalisiert. Abb.(6.3b) zeigt die Laufzeitkurve, das Strahlendiagramm und die Synthetik für das diffraktierte Wellenfeld $d_{2:1}$. Die Superposition des primären Wellenfeldes t_2 mit dem diffraktierten Wellenfeld (1. Ordnung) in der unteren rechten Abbildung zeigt einen kontinuierlichen Verlauf. Anhand des Strahlendiagramms wird jedoch deutlich, daß eine weitere Diskontinuität bei 0.75 km vorliegt.

Abb.6.3c-e (folgende Seite): Erweitertes Wellenfeld t_2 . In Abb.(6.3c) ist das diffraktierte Wellenfeld $d_{2:1}$ dargestellt. Durch die Wellenfeldanalyse wurden die Diffraktoren $2:1:1$ und $2:1:2$ lokalisiert. Abb.(6.3d) zeigt das diffraktierte Wellenfeld $d_{2:1:1}$ und Abb.(6.3d) das diffraktierte Wellenfeld $d_{2:1:2}$. Die Superposition des erweiterten Wellenfeldes t_2 mit den diffraktierten Wellenfeldern (2. Ordnung) weist keine weiteren Diskontinuitäten auf.

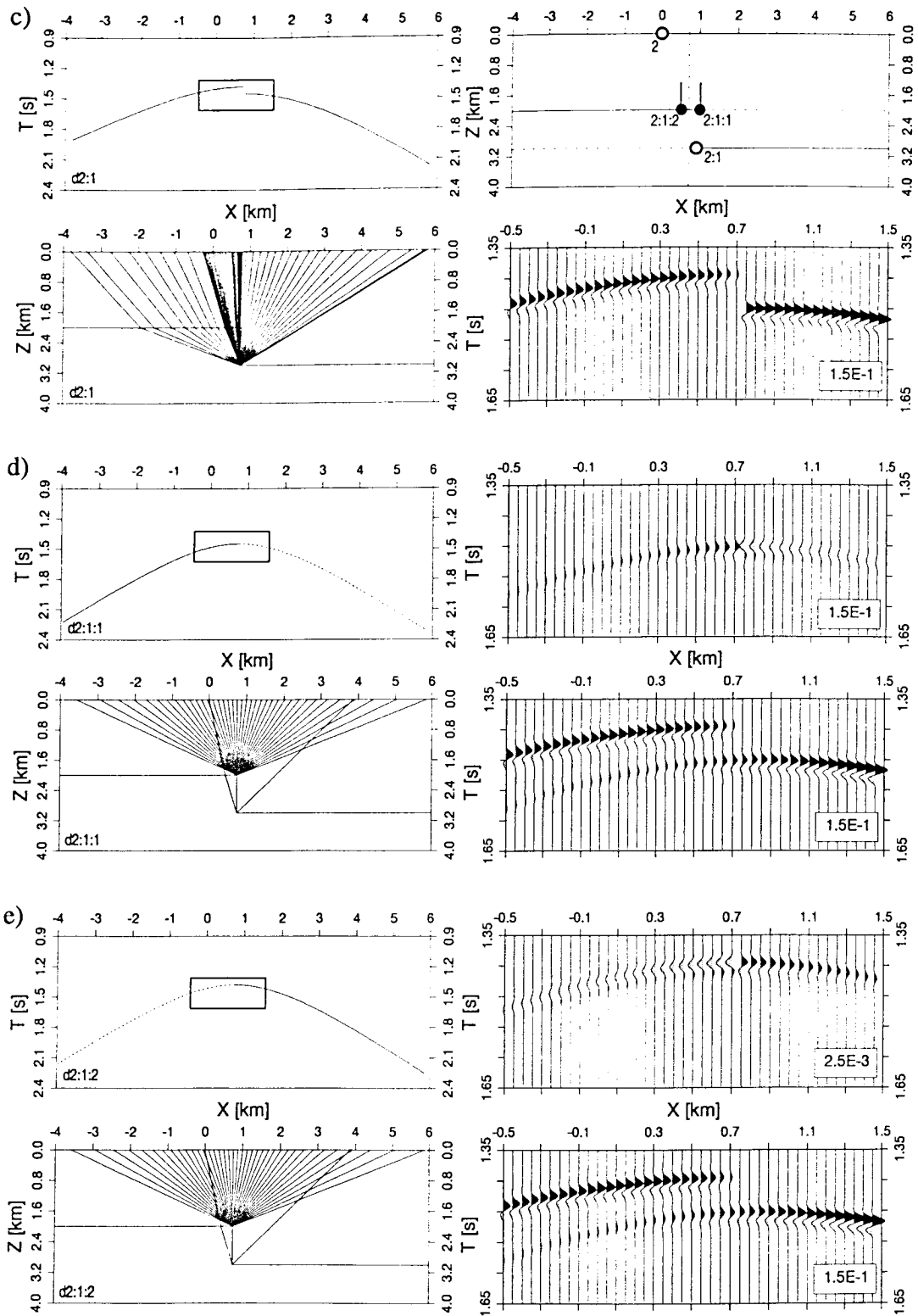


Abb.6.3c-e: (siehe vorhergehende Seite).

Anhand der kinematischen Wellenfelddetektion wurden zwei Quellpositionen für die Wellenfelddiskontinuität bestimmt. Die erste Quellposition $d2:1:1$ wurde dem Wellenfeld zugeordnet, das direkt vom unteren Reflektor der Stufe zur Oberfläche propagierte. Die zweite Quellposition $d2:1:2$ wurde dem Wellenfeld zugeordnet, das in das Hochgeschwindigkeitsmedium der Stufe eingetreten ist und weiter zur Oberfläche propagierte. Dies macht sich durch eine Laufzeitverkürzung im Wellenfeld bemerkbar. Auffallend ist hier der sehr unterschiedliche Amplitudenverlauf dieser Wellenfelddiskontinuität. Dies wird verursacht durch die Laufzeitapproximation des Grenzschatenstrahls, der diese abrupte Laufzeitverkürzung nicht berücksichtigt (siehe Kap. 3.2.2, Abb. 3.15b).

Das diffraktierte Wellenfeld $d2:1:1$ ist in Abb.(6.3d) mit der Synthetik der Edge-Waves, als auch die Superposition mit dem ergänzten primären Wellenfeld gezeigt. Dieses diffraktierte Wellenfeld $d2:1:1$ (2. Ordnung) weist keinerlei Diskontinuitäten mehr auf und kann somit als abgeschlossen betrachtet werden. Entsprechend ist das diffraktierte Wellenfeld $d2:1:2$ in Abb.(6.3e) gezeigt. Dieses diffraktierte Wellenfeld zeigt sehr geringe Amplituden und liefert nahezu keinen Beitrag zur Superposition. Auch hier treten keine weiteren Diskontinuitäten auf, so daß dieses Wellenfeld (2.Ordnung) auch als abgeschlossen betrachtet werden kann.

Die zweite primäre Wellenfelddiskontinuität des Wellenfeldes $t2$ wird durch das Eindringen in das untere Hochgeschwindigkeitsmedium nahe der oberen Ecke hervorgerufen (Abb. 6.3f). Durch den Geschwindigkeitskontrast werden die Strahlen stark abgelenkt, wodurch die kinematische Wellenfelddetektion dieses Wellenfeld von dem Wellenfeld, das nicht in diese Stufe eindringt, trennt. Das synthetische Seismogramm zeigt einen diskontinuierlichen Verlauf. Durch die Wellenfelddetektion wurde der Quellpunkt für die zugehörige Diffraktion $d2:2$ lokalisiert. Diese Wellenfelddiskontinuität unterscheidet sich von den vorangegangenen Wellenfelddiskontinuitäten dadurch, daß diese auf dem nach unten propagierenden Wellenfeld detektiert wurde.

Das nach unten laufende diffraktierte Wellenfeld $d2:2$ ist in Abb.(6.3g) gezeigt. Dieses Wellenfeld (1. Ordnung) zeigt in dem dargestellten Ausschnitt der Synthetik nach der Superposition einen kontinuierlichen Verlauf. Aber aus dem Strahlendiagramm wird ersichtlich, daß dieses Wellenfeld im beleuchteten Bereich bei der Profillokation $3.6km$ abrupt endet. Dieses Wellenfeld ist nochmals in Abb.(6.3h) gezeigt, in dem Bereich, wo die Wellenfelddiskontinuität vorliegt. Diesmal wurde die Quellpositionen $d2:2:1$ mittels der dynamischen Wellenfelddetektion auf dem unteren Reflektor bestimmt.

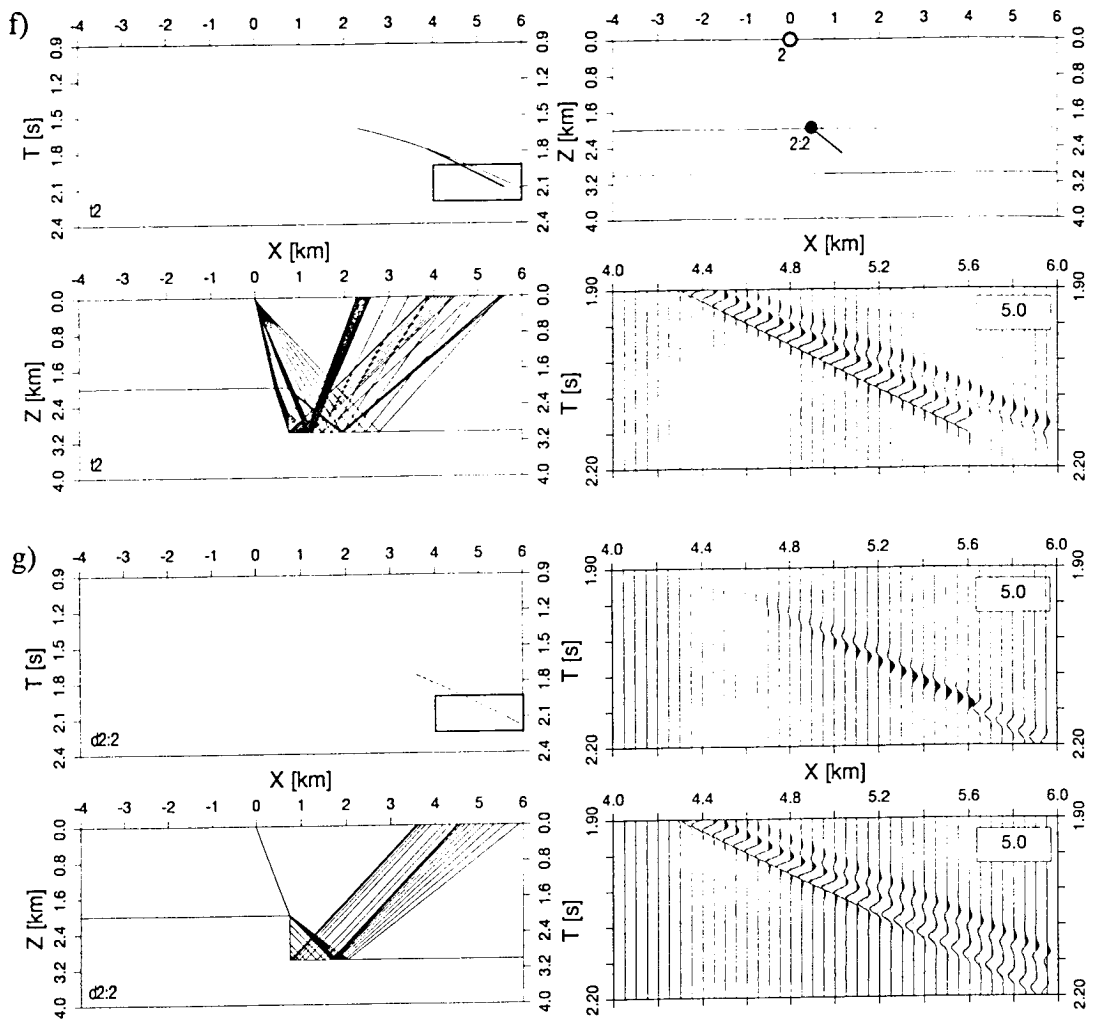


Abb.6.3f-g: Wellenfeld t_2 des unteren Reflektors der vertikalen Stufe. In Abb.(6.3f) ist die Laufzeitkurve, das Strahlendiagramm sowie die Synthetik mit dem Normierungsfaktor in dem markierten Ausschnitt des Laufzeitdiagramms des primären Wellenfeldes t_2 dargestellt. Mit Hilfe der Wellenfeldanalyse wurde der Diffraktor 2:2 lokalisiert. Abb.(6.3g) zeigt die Laufzeitkurve, das Strahlendiagramm sowie die Synthetik des diffraktierten Wellenfeldes $d_{2:2}$. Die Superposition des primären Wellenfeldes t_2 mit dem diffraktierten Wellenfeld (1. Ordnung) in der unteren rechten Abbildung zeigt einen kontinuierlichen Verlauf. Anhand des Strahlendiagramms wird jedoch deutlich, daß eine weitere Diskontinuität bei 3.6 km vorliegt.

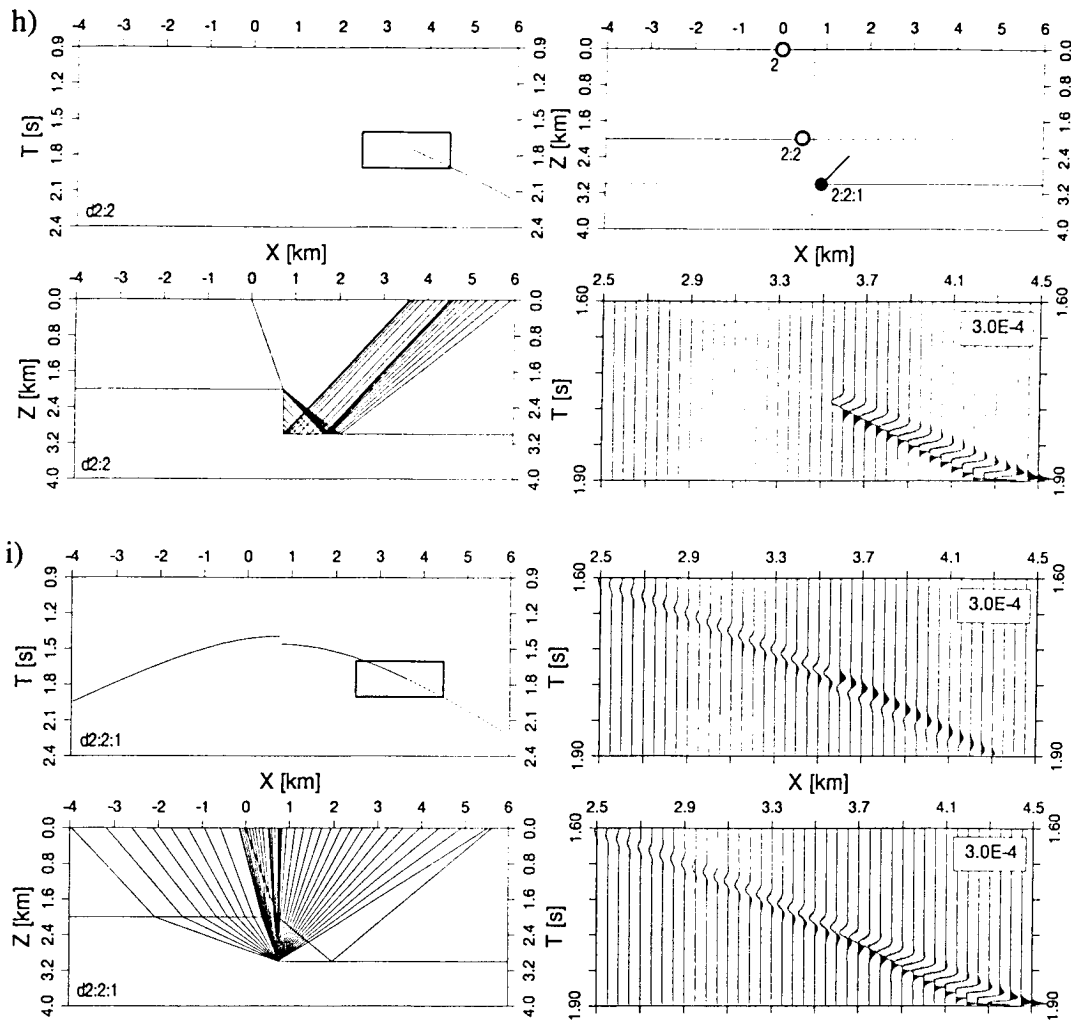


Abb.6.3h-i: Erweitertes Wellenfeld $t2$. In Abb.(6.3h) ist das diffraktierte Wellenfeld $d2:2$ dargestellt. Mit Hilfe der Wellenfeldanalyse wurde der Diffraktor $2:2:1$ lokalisiert. Abb.(6.3i) zeigt das diffraktierte Wellenfeld $d2:2:1$. Die Superposition des erweiterten Wellenfeldes $t2$ mit dem diffraktierten Wellenfeld (2. Ordnung) in der unteren rechten Abbildung zeigt einen kontinuierlichen Verlauf. Anhand des Strahlendiagramms wird jedoch deutlich, daß eine weitere Diskontinuität bei 0.75 km vorliegt.

Abb.6.3j-l (folgende Seite): Erweitertes Wellenfeld $t2$. In Abb.(6.3j) ist das diffraktierte Wellenfeld $d2:2:1$ dargestellt. Mit Hilfe der Wellenfeldanalyse wurden die Diffraktoren $2:2:1:1$ und $2:2:1:2$ lokalisiert. Abb.(6.3k) zeigt das diffraktierte Wellenfeld $d2:2:1:1$ und Abb.(6.3l) das diffraktierte Wellenfeld $d2:2:1:2$. Die Superposition des erweiterten Wellenfeldes $t2$ mit den diffraktierten Wellenfeldern (3. Ordnung) weist keine weiteren Diskontinuitäten auf.

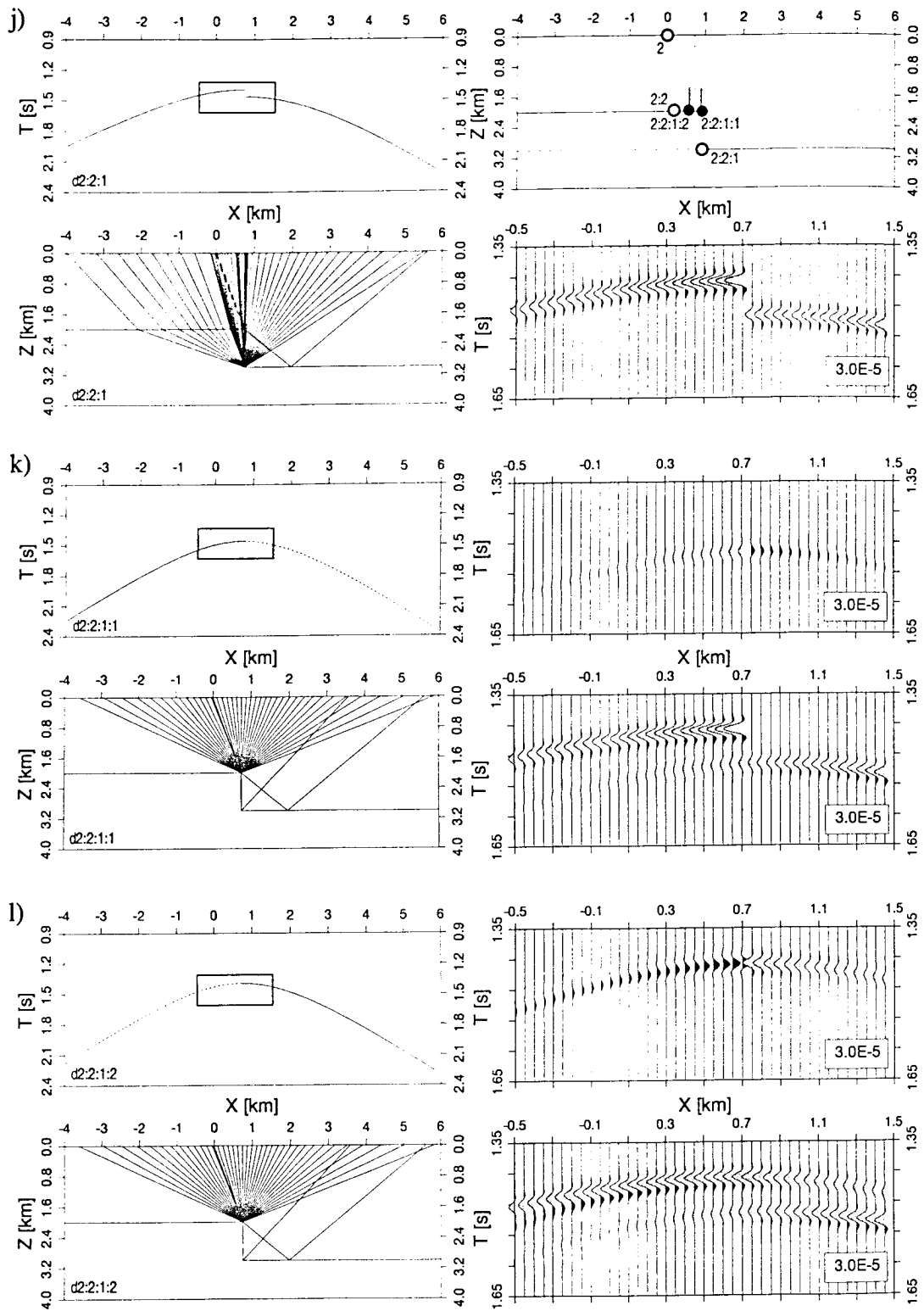


Abb.6.3j-l: (siehe vorhergehende Seite).

Das nach oben diffraktierte Wellenfeld $d2:2:1$ ist in Abb.(6.3i) gezeigt. Dieses Wellenfeld zeigt in dem dargestellten Ausschnitt der Synthetik nach der Superposition einen kontinuierlichen Verlauf. Aus dem Strahlendiagramm wird jedoch deutlich, daß dieses diffraktierte Wellenfeld (2. Ordnung) im beleuchteten Bereich bei der Profillokation $0.75km$ eine Wellenfelddiskontinuität besitzt.

Dieser Bereich der Wellenfelddiskontinuität ist nochmals in Abb.(6.3j) gezeigt. Die erste Quellposition $d2:2:1:1$ wurde dem Wellenfeld zugeordnet, das direkt vom unteren Reflektor der Stufe zur Oberfläche propagierte. Die zweite Quellposition $d2:2:1:2$ wurde dem Wellenfeld zugeordnet, das in das Hochgeschwindigkeitsmedium der Stufe eingetreten ist und weiter zur Oberfläche propagierte, welches sich durch eine Laufzeitverkürzung im Wellenfeld bemerkbar macht. Auffallend ist hier wieder der sehr unterschiedliche Amplitudenverlauf bei dieser Wellenfelddiskontinuität.

Das diffraktierte Wellenfeld $d2:2:1:1$ ist in Abb.(6.3k) gezeigt und das diffraktierte Wellenfeld $d2:2:1:2$ in Abb.(6.3l). Beide Wellenfelder (3. Ordnung) zeigen nach der Superposition mit dem ergänzten primären Wellenfeld einen kontinuierlichen Verlauf. Da keine weiteren Diskontinuitäten auftreten, kann dieses diffraktierte Wellenfeld und somit auch das gesamte Wellenfeld $t2$ als abgeschlossen betrachtet werden. Auffallend sind die sehr geringen Amplituden dieser Edge-Waves $d2:2:1$, $d2:2:1:2$ und $d2:2:1:1$.

Die einzige primäre Wellenfelddiskontinuität des Wellenfeldes $t3$ ist die komplementäre Wellenfelddiskontinuität zu der Diskontinuität in Abb.(6.3f), die durch die obere Ecke hervorgerufen wurde (Abb. 6.4a). Das synthetische Seismogramm zeigt ein abrupt endendes Wellenfeld, und durch die kinematische Wellenfelddetektion wurde der Quellpunkt für die Diffraktion $d3:1$ lokalisiert.

Dieses nach unten laufende diffraktierte Wellenfeld $d3:1$ ist in Abb.(6.4b) gezeigt. Das Wellenfeld zeigt in dem gezeigten Ausschnitt der Synthetik nach der Superposition einen kontinuierlichen Verlauf. Aus dem Strahlendiagramm erkennt man, daß dieses diffraktierte Wellenfeld (1. Ordnung) im Schattenbereich bei der Profillokation $0.8km$ abrupt endet. Dieser Diskontinuitätsbereich ist nochmals mit der Synthetik in Abb.(6.4c) gezeigt. Die dynamische Wellenfelddetektion hat die Quellposition $d3:1:1$ für diese Wellenfelddiskontinuität auf dem unteren Reflektor bestimmt.

Das von dieser Quellposition nach oben diffraktierte Wellenfeld ist in Abb.(6.4d) dargestellt. Dieses Wellenfeld zeigt in dem gezeigten Ausschnitt der Synthetik nach der Superposition wieder eine Diskontinuität an nahezu der gleichen Stelle. Aus dem Laufzeitversatz im Strahlendiagramm ist zu erkennen, daß dieses diffraktierte Wellenfeld (2. Ordnung) im Schattenbereich bei der Profillokation $0.75km$ wieder eine Wellenfelddiskontinuität besitzt.

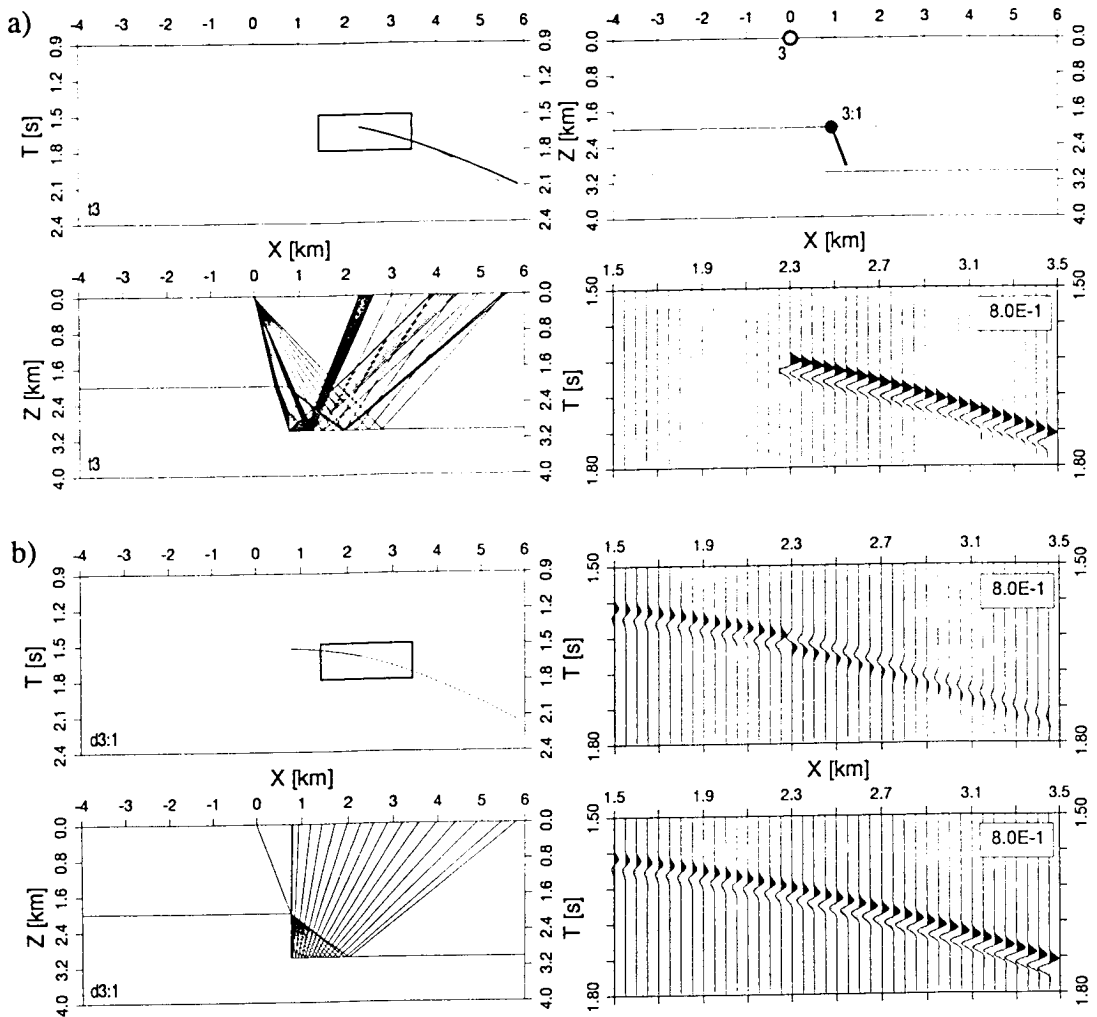


Abb.6.4a-b: Wellenfeld t_3 des unteren Reflektors der vertikalen Stufe. In Abb.(6.4a) ist die Laufzeitkurve, das Strahlendiagramm sowie die Synthetik mit dem Normierungsfaktor in dem markierten Ausschnitt des Laufzeitdiagramms des primären Wellenfeldes t_3 dargestellt. Mit Hilfe der Wellenfeldanalyse wurde der Diffraktor 3:1 lokalisiert. Abb.(6.4b) zeigt die Laufzeitkurve, das Strahlendiagramm sowie die Synthetik des diffraktierten Wellenfeldes $d_{3:1}$. Die Superposition des primären Wellenfeldes t_3 mit dem diffraktierten Wellenfeld (1. Ordnung) in der unteren rechten Abbildung zeigt einen kontinuierlichen Verlauf. Anhand des Strahlendiagramms wird jedoch deutlich, daß eine weitere Diskontinuität bei 0.8 km vorliegt.

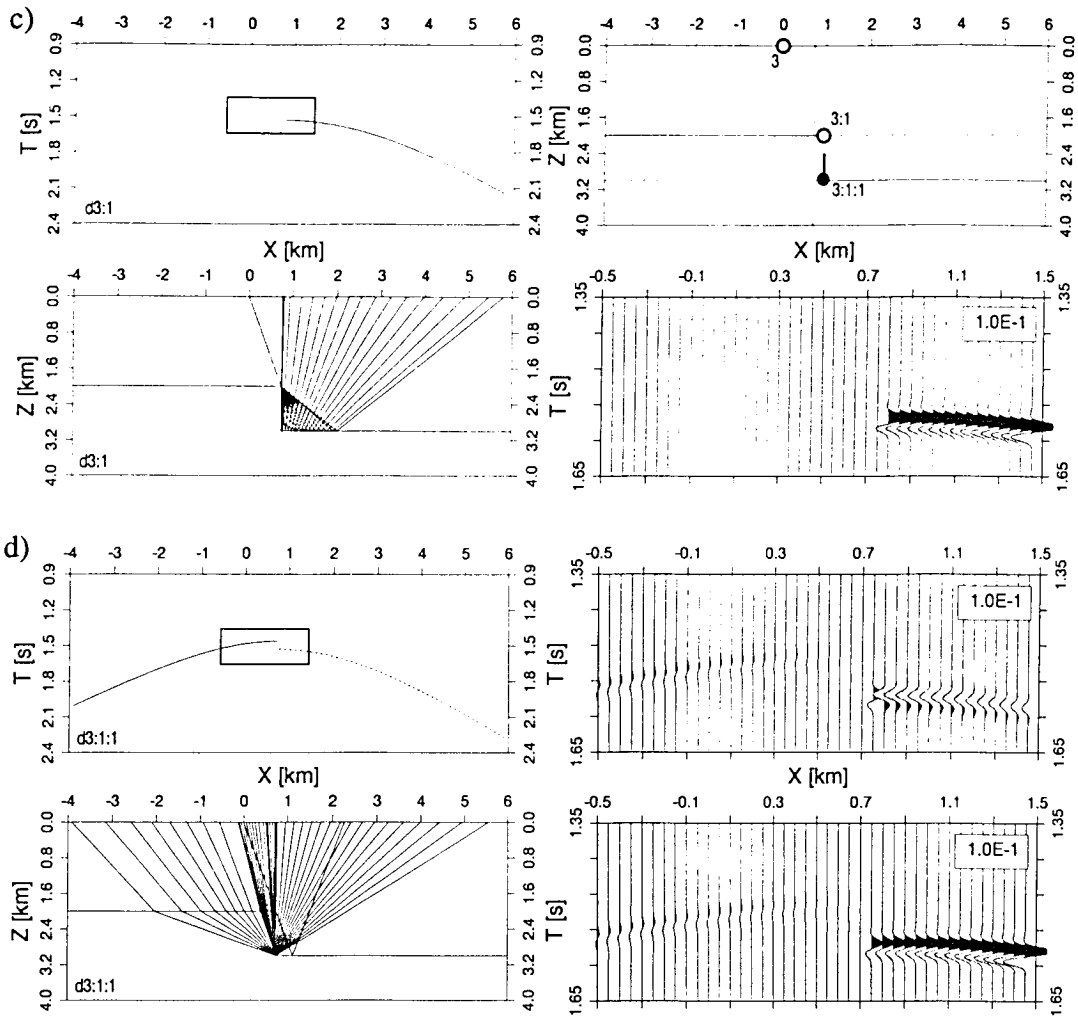


Abb.6.4c-d: Erweitertes Wellenfeld $t3$. In Abb.(6.4c) ist das diffraktierte Wellenfeld $d3:1$ dargestellt. Mit Hilfe der Wellenfeldanalyse wurde der Diffraktor $3:1:1$ lokalisiert. Abb.(6.4d) zeigt die Laufzeitkurve, das Strahlendiagramm sowie die Synthetik des diffraktierten Wellenfeldes $d3:1:1$. Die Superposition des erweiterten Wellenfeldes $t3$ mit dem diffraktierten Wellenfeld (2. Ordnung) in der unteren rechten Abbildung zeigt einen diskontinuierlichen Verlauf bei 0.75 km .

Dieser Bereich ist nochmals in Abb.(6.4e) gezeigt. Anhand der Wellenfeldanalyse wurde die erste Quellposition $d3:1:1:1$ dem Wellenfeld zugeordnet, das direkt vom unteren Reflektor der Stufe zur Oberfläche propagierte. Die zweite Quellposition $d3:1:1:2$ wurde dem Wellenfeld zugeordnet, das in das Hochgeschwindigkeitsmedium der Stufe eingetreten ist und weiter zur Oberfläche propagierte. Dieses Wellenfeld ist für die Laufzeitverkürzung verantwortlich.

Das diffraktierte Wellenfeld $d3:1:1:1$ ist in Abb.(6.4f) gezeigt und diffraktierte Wellenfeld $d3:1:1:2$ in Abb.(6.4g). Beide Wellenfelder (3. Ordnung) zeigen nach der Superposition mit dem ergänzten primären Wellenfeld einen kontinuierlichen Verlauf. Da keine weiteren Diskontinuitäten mehr vorliegen, kann somit das Wellenfeld $t3$ abgeschlossen werden.

Schon dieses einfache Modell zeigt, welchen manuellen Aufwand es bedürfe, falls alle Informationen von Diffraktorlokationen, die Zuordnungen von beleuchteten und Schattenzonen, Winkel der Grenzschatenstrahlen u.s.w interaktiv übergeben werden müßten. Ferner wäre fraglich, ob alle möglichen Lokationen vom Anwender richtig vorhergesagt werden könnten.

Wie sich diese Erweiterung der Edge-Wave-Methode unter Einbezug von mehrfach diffraktierten Diffraktionen zu Berechnungen verhält, die mit Hilfe der Kirchhoff-Theorie bzw. des FD-Algorithmus durchgeführt worden sind, ist in Abb.(6.5) gezeigt. In der oberen Abbildung ist das Ergebnis dargestellt, das mittels der Kirchhoff-Theorie gewonnen wurde. Da dieser Algorithmus in der zur Verfügung stehenden Version nur homogene Modelle erlaubt und damit ein Eindringen in das Hochgeschwindigkeitsmedium der vertikalen Stufe nicht berücksichtigt, sind hier nur die Einsätze $t1$ und $d1:1$ mit denen der anderen Methoden zu vergleichen. In der mittleren Abbildung ist das Ergebnis des EWA und in der unteren Abbildung das durch FD-Rechnung zweiter Ordnung gewonnene synthetische Seismogramm abgebildet. Um bei der FD-Methode (Kap. 2.2) die Stabilitätsbedingungen zu erfüllen und die Gitterdispersion gering zu halten, wurden für das Δt Zeitinkrement *0.0005 Sekunden* gewählt und ein Gitterabstand h von *0.005 Kilometer* vorgegeben, womit die genannten Bedingungen der Gl.(2.9) und Gl.(2.10) erfüllt sind. Ferner wurden für Amplitudenvergleiche der unterschiedlichen Methoden die Seismogrammsektionen auf dem primär reflektierten Einsatz $t1$ bei Profilkilometer *-1.5 Kilometer* normiert.

Abb.6.4e-g (folgende Seite): Erweitertes Wellenfeld $t3$. In Abb.(6.4e) ist das diffraktierte Wellenfeld $d3:1:1$ dargestellt. Mit Hilfe der Wellenfeldanalyse wurden die Diffraktoren $3:1:1:1$ und $3:1:1:2$ lokalisiert. Abb.(6.4f) zeigt das diffraktierte Wellenfeld $d3:1:1:1$ und Abb.(6.4g) das diffraktierte Wellenfeld $d3:1:1:2$. Die Superposition des erweiterten Wellenfeldes $t3$ mit den diffraktierten Wellenfeldern (3. Ordnung) weist keine weiteren Diskontinuitäten auf.

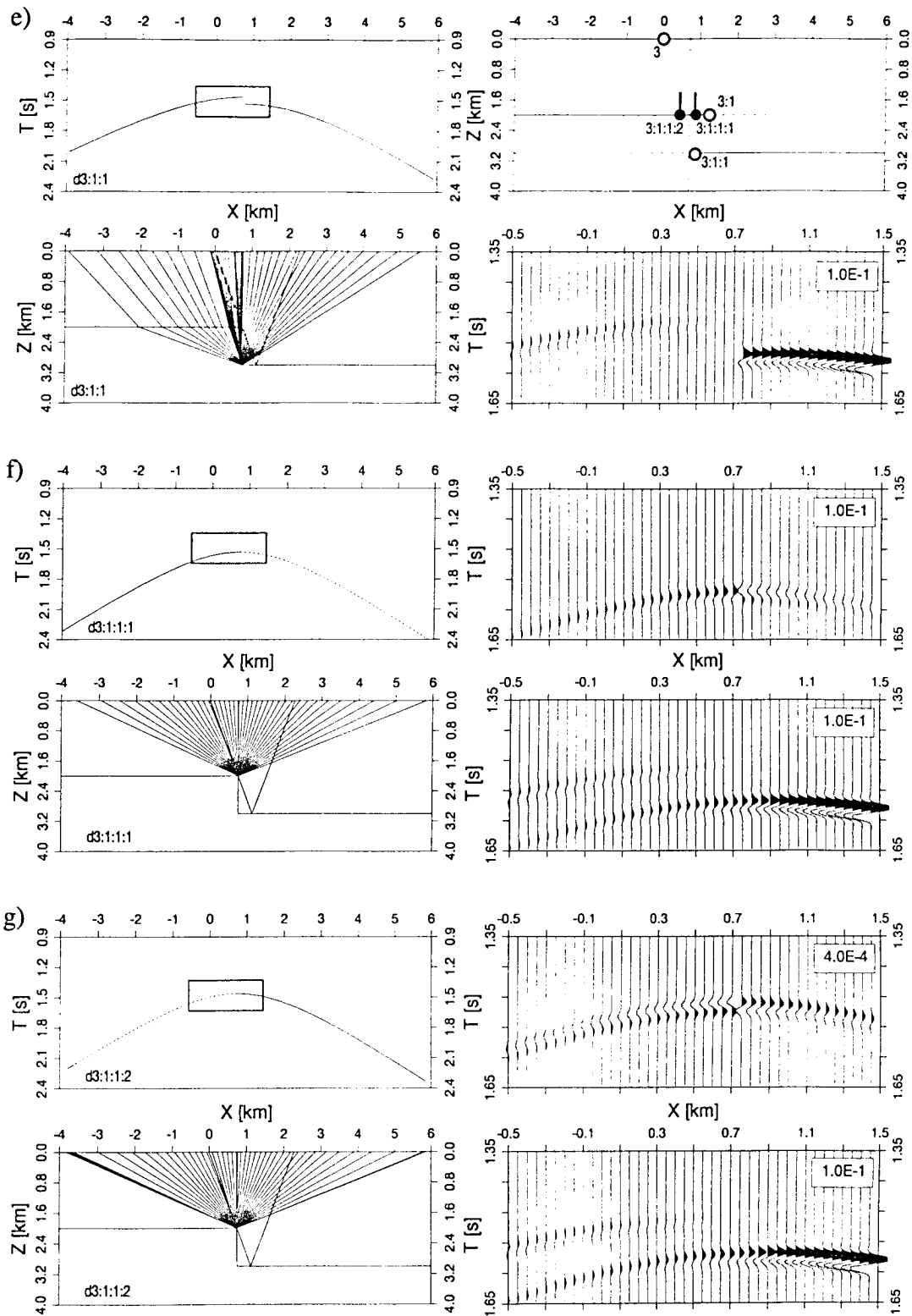


Abb.6.4e-g: (siehe vorhergehende Seite).

Bei dem Vergleich des Kirchhoff-Seismogramms mit dem des EWA für die Einsätze $t1$ und $d1:1$ ist zu beobachten, daß die Diffraktionsamplituden bei dem EWA geringfügig größer sind. Auffallend bei dem KH-Seismogramm sind die diffraktierten Einsätze $d1:1kr$ und $d3:1kr$, welche methodisch bedingt sind und immer in der Nähe des kritischen Winkels auftreten (siehe Kap. 2.4).

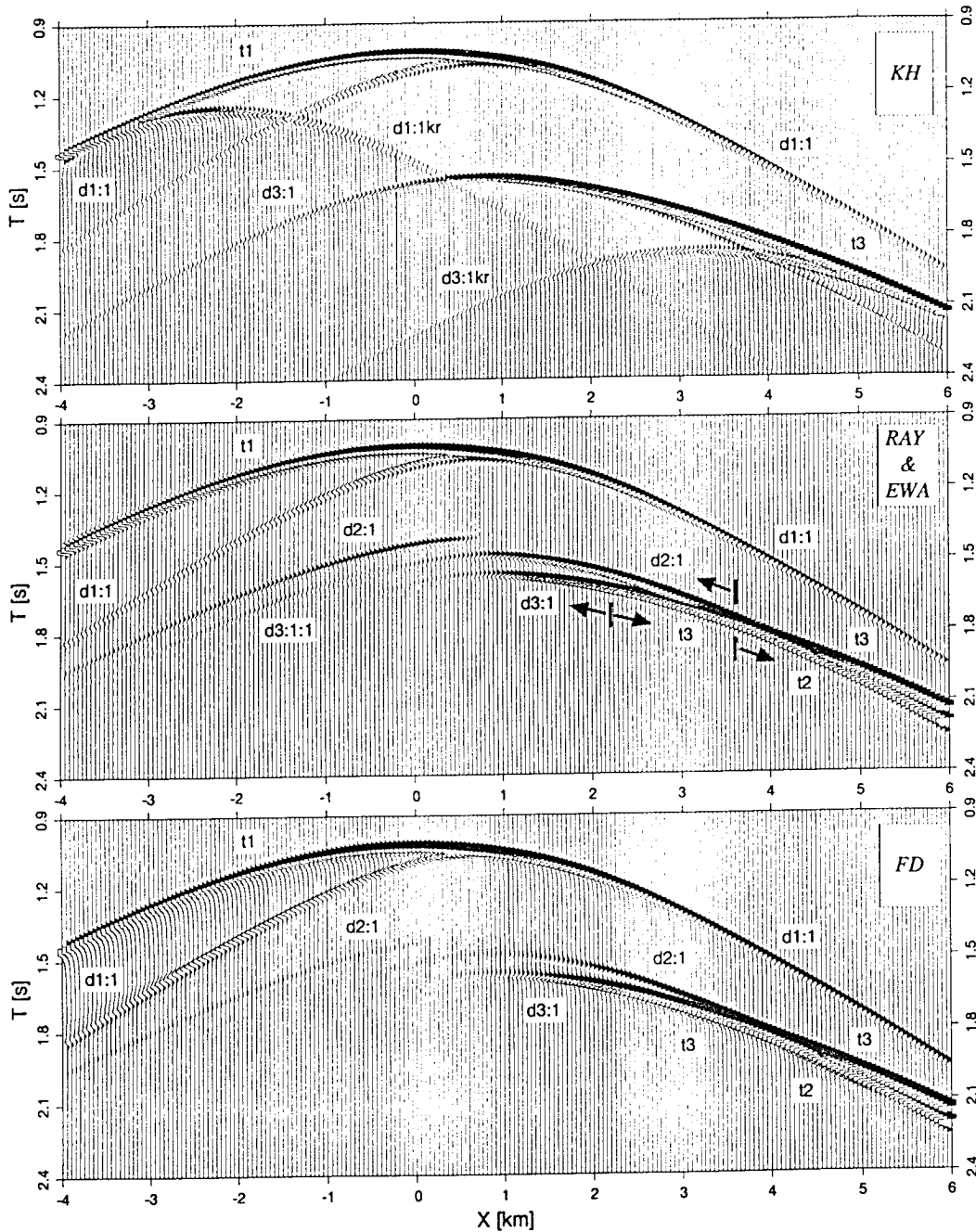


Abb.6.5: Vergleich der Strahlenmethode unter Einbezug des Edge-Wave-Algorithmus mit der Kirchhoff- und Finite-Differenzen-Methode für das Modell der vertikalen Stufe.

Die Einsätze $t1$ und $d1:1$, die mittels der FD-Methode berechnet worden sind, zeigen deutlich stärkere Amplituden gegenüber der KH- und Edge-Wave-Methode. Da sowohl die KH-Methode (Kampfmann, 1988), als auch die Edge-Wave-Methode (Rabbel, 1987) FD-Rechnungen im elastischen Medium mit befriedigenden Ergebnissen gegenübergestellt worden sind, können diese Unterschiede nur auf unterschiedliche Modellparametrisierungen des akustischen Mediums bei dem verwendeten FD-Programm zurückgeführt werden.

Unabhängig von diesen grundsätzlichen Amplitudenunterschieden zeigt der EWA die gleichen dominanten Einsätze wie das FD-Seismogramm. Die nur nach oben propagierende Diffraktion $d2:1$ bzgl. des primären Einsatzes $t2$ zeigt deutlich zu große Amplituden. Insbesondere im zentralen Entfernungsbereich von -3 bis 3 Kilometern sind die Amplitudenunterschiede zu beobachten, welche auf die unzulängliche Laufzeitapproximation des Einsatzes $t2$ im Schattenbereich zurückzuführen ist. Bei der nach unten propagierenden Diffraktion $d3:1$ bzgl. des primären Einsatzes $t3$ fällt die Amplitudenabweichung etwas geringer aus, jedoch erscheint ein Einsatz im EWA-Seismogramm, der nicht im FD-Seismogramm zu erkennen ist. Hier handelt es sich um die nach oben propagierende Diffraktion $d3:1:1$, welche ebenfalls durch eine unzulängliche Laufzeitapproximation und einem damit verbundenen Oszillieren des Amplitudenverlaufs besonders deutlich in Erscheinung tritt.

Da für die Berechnung des EWA die modifizierte Formulierung (Kap. 4.5) verwendet worden ist, soll in Abb.(6.6) veranschaulicht werden, welchen Einfluß diese Modifikation auf das synthetische Seismogramm hat. In der Abb.(6.6a) sind als Referenz die diffraktierten Einsätze der FD-Methode im Zentralbereich der vertikalen Stufe und weit im geometrischen Schattenbereich gezeigt. In der darunter folgenden Abb.(6.6b) ist das Ergebnis mit der modifizierten EW-Formulierung und einer Laufzeitapproximation unter Verwendung der Zylinderwellen-Approximation abgebildet. Das Ergebnis mit Hilfe der originalen EW-Formulierung und der Zylinderwellen-Approximation ist in Abb.(6.6c) gezeigt. Deutlich wird hier, daß durch die modifizierte Formulierung die Amplituden der Diffraktionen sowohl im Zentralbereich als auch weit im geometrischen Schatten gedämpft werden. Dies ist auf die explizite Anwendung des Spreadingterms für die diffraktierten Einsätze zurückzuführen. Welchen Einfluß die Verwendung der paraxialen Laufzeitapproximation gegenüber der Zylinderwellen-Approximation hat, wird bei einem Vergleich der Abb.(6.6d) und Abb.(6.6b) deutlich. Im Zentralbereich sind keine Unterschiede bemerkbar, jedoch ist für den diffraktierten Einsatz weit im geometrischen Schatten ein Oszillieren der Amplituden zu beobachten, wie es schon durch Laufzeituntersuchungen in Kap.(3.2.1) vorhergesagt war.

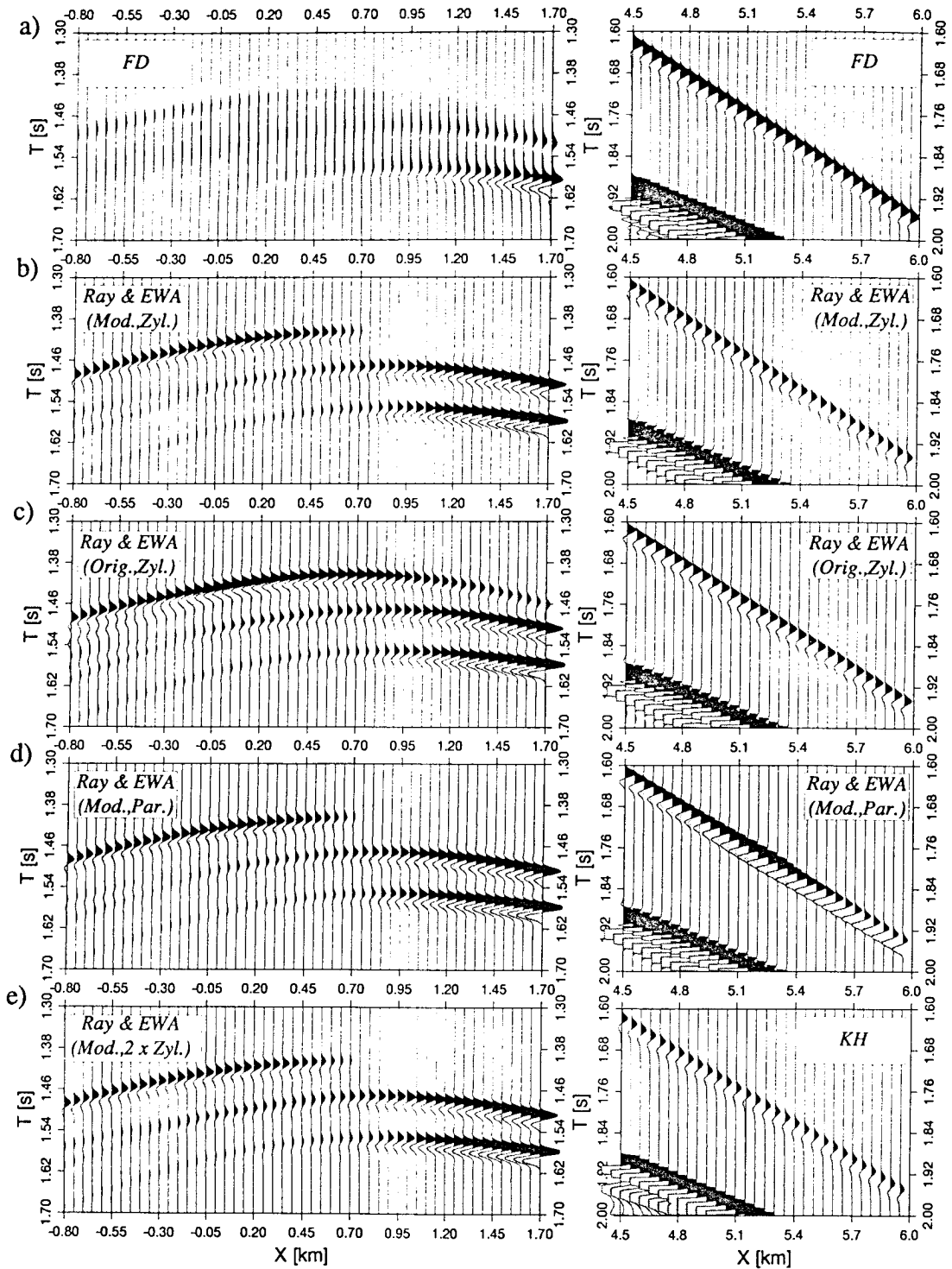


Abb.6.6: Detaillierter Vergleich der Modellierungsmethoden im Zentralbereich der vertikalen Stufe und im geometrischen Schatten des diffraktierten Einsatzes. Abb.(6.6a) zeigt das FD-Seismogramm. In Abb.(6.6b) ist der modifizierte EWA, und in Abb.(6.6c) die originale Formulierung mit der Zylinderwellen-Approximation gezeigt. In Abb.(6.6d) ist der modifizierte EWA unter Verwendung der Paraxialapproximation dargestellt, und in Abb.(6.6e, links) bei einer Verwendung der Zylinderwellen-Approximation für das reguläre und diffraktierte Wellenfeld. Das KH-Seismogramm ist als weitere Referenz in Abb.(6.6e, rechts) dargestellt.

Abb.(6.6e, links) zeigt die Seismogramme bei einer Verwendung einer Zylinderwellen-Approximation nicht nur für das diskontinuierliche Wellenfeld, sondern auch für die diffraktierten Laufzeiten (Kap. 3.2.2), die bei der Berechnung des Diffraktionskoeffizienten eingehen. Für dieses Modell liefert diese Approximationsmethode nahezu identische Amplitudenverläufe, wie bei Verwendung der explizit diffraktierten Laufzeiten. Geringe Unterschiede sind nur auf dem mittleren Einsatz erkennbar, wo die Energie etwas weiter in den geometrischen Schatten hinausgetragen wird. Da aufgrund der exakten Lösung der Zylinderwellen-Approximation im homogenen Medium der diffraktierte Laufzeitast mit dem aus (Abb. 6.6b) identisch ist, zeigt die Abb.(6.6e, rechts) als Vergleich den diffraktierten Einsatz, der mit der Kirchhoff-Methode berechnet worden ist. Hier wird nochmals deutlich, welche Amplitudenunterschiede in Abhängigkeit von der Methode schon in einem einfachen homogenen akustischen Medium vorliegen.

Die Bestimmung der Diffraktorlokationen mit Hilfe der Wellenfeldanalyse des propagierenden Wellenfeldes, ausgehend von einer Quellposition, entspricht den physikalischen Gegebenheiten, wie sie bei einer Wellenausbreitung vorliegen. Inwieweit die gleichen Diffraktorlokationen bei einer anderen Quellposition annähernd bestimmt werden können, ist abhängig von der Dichte der Strahlabtastung im Modell. Ob die durchgeführte automatische Wellenfeldverfeinerung (Kap. 4.2.3) diese Bedingung erfüllt, läßt sich überprüfen, indem man für eine Reihe von benachbarten Schüssen jeweils nur eine seismische Spur für jeden Schuß mit einer vorgegebenen Quelle-Empfängerentfernung nebeneinander dargestellt wird. Diese Geometrieconfiguration entspricht einer "common offset" Sektion und ist in Abb.(6.7a) für den "zero offset" Fall, d.h. einer identischen Quelle- und Empfängerposition, für das Modell der vertikalen Stufe gezeigt. Der Einsatz $t1$ entspricht dem oberen Reflektor der vertikalen Stufe mit dem zugehörigen Diffraktionseinsatz $d1$ der oberen Ecke. Diese Diffraktionshyperbel zeigt keinerlei Sprünge und wurde somit jedem Quellpunkt eindeutig im Modell zugeordnet. Dies gilt auch für den diffraktierten Einsatz $d2$ im negativen Entfernungsbereich, der eine Laufzeitverkürzung im Vergleich zu dem reflektierten Einsatz $t2$ des unteren Reflektors der vertikalen Stufe aufweist. Für den positiven Entfernungsbereich zeigt der reflektierte Einsatz $t2$ zwei diffraktierte Einsätze, $d2$ und $d3$, wobei der hyperbelförmige Einsatz $d2$ bei Kilometer 4.5 und 2.1 Sekunden einen horizontalen Verlauf annimmt, und später wieder in einen hyperbelförmigen Verlauf $d4$ übergeht. Wie solche fehlerhaften Einsätze zustandekommen, wird anhand der Einzelschüsse erkennbar, die die Spur der *Pos.1* ohne dem horizontalen Einsatz und die der *Pos.2* mit dem horizontalen Einsatz in Abb.(6.7a) erzeugt haben.

In Abb.(6.7b) ist links das Laufzeitdiagramm zusammen mit dem Strahlendiagramm gezeigt, das in Abb.(6.7a) zur seismischen Spur der *Pos.1* geführt hat. Aus dem Strahlendiagramm wird ersichtlich, daß das Modell unvollständig abgetastet wurde. Der dif-

fraktierte Einsatz $d2$ wurde nicht bei dem vertikalen Versatz der Stufe des unteren Reflektors generiert, sondern von einem fiktiv endenden Reflektor bei *Kilometer 1.5*. Dies wird dadurch hervorgerufen, daß der Gültigkeitsbereich zur Berechnung der Transmissionskoeffizienten überschritten wurde bei dem Eintreten in das Hochgeschwindigkeitsmedium der Stufe. Somit konnten keine weiteren Strahlen bei der Wellenfeldanalyse berücksichtigt werden als die gezeigten in dem Strahlendiagramm. Damit wird auch offensichtlich, daß der diffraktierte Einsatz $d3$ von dem diffraktierten Wellenfeld $d2$ an der oberen Ecke der Stufe hervorgerufen wird.

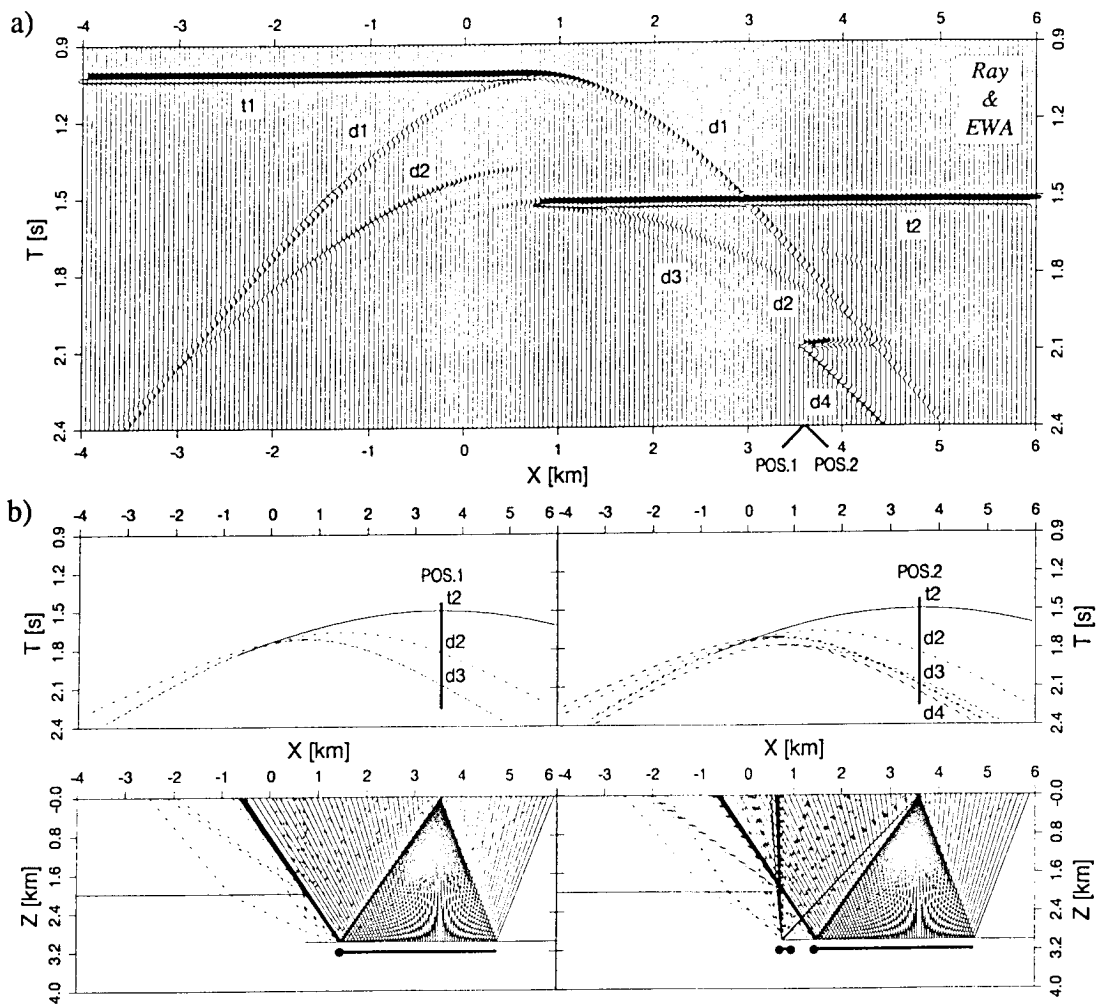


Abb.6.7: In Abb.(6.7a) ist die Zero-Offset Sektion der vertikalen Stufe dargestellt. Diese Sektion wurde aus den Nahspuren der unabhängig voneinander berechneten Schußfamilien konstruiert. Die diffraktierten Einsätze $d2$, $d3$ und $d4$ im positiven Entfernungsbereich werden durch eine unvollständige Modellabtastung hervorgerufen. Dies ist in Abb.(6.7b) links für die Schußposition *POS.1* und rechts für die Schußposition *POS.2* illustriert.

Für den Schuß an der Position *Pos.2*, der *50 Meter* entfernt ist von *Pos.1*, sind die berechneten Laufzeiten und das Strahlendiagramm in Abb.(6.7b) rechts daneben dargestellt. Hier wird analog zu dem vorherigen Schuß der untere Reflektor nicht vollständig abgetastet. Da es jedoch für ein kleines Strahlenbündel möglich wird, in die vertikale Stufe einzutreten, wird der untere Reflektor durch zwei voneinander getrennte Reflektorelemente angenähert. Durch die Wellenfeldanalyse werden den Reflektorenden Diffraktorlokationen zugeordnet, wodurch sich ein vollständig unterschiedliches Wellenfeld zu dem vorhergehenden Schuß ergibt.

Dieses Phänomen läßt sich dahin verallgemeinern, daß jeder Schuß das vorgegebene Modell durch ein Ersatzmedium ersetzt, welches durch die Strahlabtastung vorgegeben wird. An den Diskontinuitäten des Ersatzmediums werden diffraktierte Wellenfelder erzeugt, die ein kontinuierliches Seismogramm für dieses Ersatzmedium gewährleisten. Durch Überschreiten des Gültigkeitsbereichs der Strahlenmethode können jedoch unterschiedliche Ersatzmedien von einem Quellpunkt zu einem anderen Quellpunkt vorkommen. Diese Unzulänglichkeit von strahlenseismischen Methoden bei starken lateralen Geschwindigkeitsänderungen führt bei der praktischen Anwendung dazu, daß deshalb häufig eine Glättung des Geschwindigkeitsfeldes durchgeführt wird. Solche glättung steht jedoch nicht zwangsläufig im Widerspruch zu der Anwendung des Edge-Wave-Ansatzes, sofern das strukturelle Modell mit den diskontinuierlichen Grenzflächen erhalten bleibt.

6.2 Die Synklinal- und Antiklinalstruktur

Die Berechnung von strahlentheoretischen Seismogrammen bei glatten gekrümmten Untergrundstrukturen bedarf keiner Erweiterung des EWA. Da jedoch in diesem Strahlenprogramm die Grenzflächen durch Geraden approximiert werden, bleibt zu prüfen, ob hier die Verwendung des EWA eine mögliche Korrektur der bei der Grenzflächenapproximation auftretenden fehlerhaften Amplituden bietet. Eine weitere Unzulänglichkeit bei der Strahlenmethode bilden Laufzeittriplikationen, welche durch Kaustiken hervorgerufen werden können. Für strukturelle Kaustiken soll hier geprüft werden, welchen Einfluß der EWA auf diese Strukturen hat. Aufgrund der hier verwendeten Parametrisierung des Untergrundmodells durch Polygonzüge wird diese Fragestellung in diesem Strahlenprogramm noch bedeutender, trotz einer vom Anwender vorgegebenen feinen Modelldiskretisierung. Diese Bedeutung zeigt sich bei stückweise geraden Grenzflächen in einer Laufzeitschleife, die durch eine Vielzahl von lokalen Fokussierungszonen angenähert wird, welche durch die unterschiedlichen Neigungen von benachbarten Segmenten entstehen.

Die Modellstruktur, die für diese Untersuchung gewählt wurde, ist in Abb.(6.8) dargestellt. Der undulierende Reflektor, der als eine Abfolge von Synklinal- und Antiklinalstrukturen interpretiert werden kann, wurde mit einer Schrittweite von *100 Metern* durch Polygonzüge an-

genähert. Die Reflexionsantwort eines Einzelschusses dieser Struktur wird für ein elastisches Medium berechnet. Für die reflektierenden Grenzflächen wurde eine Geschwindigkeitsinversion angenommen, um bei einem späteren Vergleich zur Kirchhoff-Methode die Problematik der Scheindiffraktionen in der Nähe des kritischen Winkels zu umgehen. Die elastischen Modellparameter betragen für die Schicht oberhalb des Reflektors $c_p=4.5\text{km/s}$, $c_s=2.6\text{km/s}$, $\text{Dichte}=2.5\text{g/cm}^3$ und für die Schicht unterhalb des Reflektors $c_p=4.0\text{km/s}$, $c_s=2.3\text{km/s}$, $\text{Dichte}=2.4\text{g/cm}^3$. In Abb.(6.8) ist das Strahlendiagramm gezeigt, nach dem eine pp -Reflexion mit den zugehörigen Laufzeiten berechnet wurde. Zur besseren Übersicht wurde nur jeder zwanzigste Strahl dargestellt. Zusätzlich sind im Laufzeitdiagramm auch die Laufzeiten einer konvertierten p - sv -Reflexion gezeigt. Die Quellposition befindet sich bei der Profillokation Kilometer 10. Anhand der Strahlen wird deutlich, daß das Wellenfeld Fokussierungsbereiche mit den zugehörigen Laufzeitschleifen durch die Synklinalstruktur aufweist und Defokussierungsbereiche beinhaltet, welche durch die Antiklinalstrukturen hervorgerufen werden.

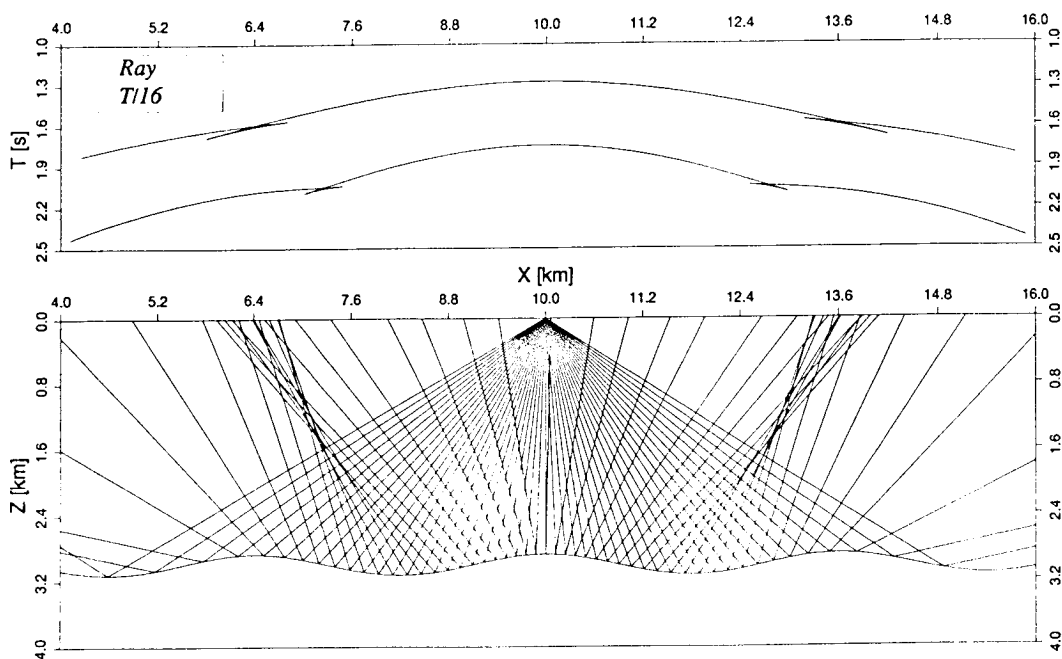


Abb.6.8: Strahl- und Laufzeitdiagramm in dem Modell der Synklinal- und Antiklinalstruktur. In der unteren Abbildung sind die primären Strahlen einer pp -Reflexion und in der oberen Abbildung die zugehörigen Laufzeiten sowie die Laufzeiten der konvertierten p - s -Reflexion dargestellt. Bei der kinematischen Wellenfeldanalyse mit einem maximal erlaubten Laufzeitfehler von $1/16$ der Signalperiode wurden keine Diffraktorlokation der Modellstruktur zugeordnet.

Da diese Modellierung für eine Signalfrequenz von 15 Hz durchgeführt worden ist, wurde für die kinematische Wellenfelddetektion in Abb.(6.8) ein maximaler Laufzeitfehler von 0.004166 Sekunden erlaubt, was $1/16$ der Signalperiode entspricht. Bei diesen Parametern der Wellenfeldanalyse wurden keine Laufzeitfehler detektiert und somit keine Diffraktorlokalisationen der Untergrundstruktur zugeordnet.

Da dieser Reflektor strukturell hervorgerufene Fokussierungszonen im Strahlendiagramm erzeugt, welche sich durch Laufzeitschleifen im Laufzeitdiagramm äußern, wurde zusätzlich zur Erkennung eines Laufzeitfehlers eine Detektion der Bewegungsrichtungsänderung hinzugenommen (Kap. 4.2.2). Das Strahlendiagramm des primären Wellenfeldes und die berechneten Laufzeiten bei dieser Wellenfeldanalyse sind in Abb.(6.9a) gezeigt. Aus dem Laufzeitdiagramm ist kein Unterschied zur Abb.(6.8) zu erkennen. Aus dem Strahlendiagramm wird jedoch deutlich, daß in den Mulden der Reflektorstruktur eine erhöhte Strahlendichte vorliegt. Die Diffraktorlokalisationen mit den Strahlen und Laufzeiten für das *pp*-diffraktierte Wellenfeld, die bei dieser kinematischen Wellenfelddetektion mittels des Edge-Wave-Generators bestimmt worden sind, zeigt Abb.(6.9b). Durch die Wellenfeldanalyse wurde dieser durchgängige Reflektor in separate Reflektorelemente unterteilt. Diese Reflektorelemente besitzen aufgrund der automatisierten Lokalisierung einen "infinitesimalen Abstand" voneinander, wobei die Reflektorenden mit den Quellpositionen der Edge-Waves ergänzt wurden. So wurden insgesamt 90 Quellpositionen der Edge-Waves bestimmt, welche in die Bereiche der Synklinalstruktur fallen, an denen eine Änderung der Bewegungsrichtung von einem Strahl zum vorherigen Strahl vorlag. Da diese Analyse rekursiv arbeitet, zeigt sich eine asymmetrische Diffraktorverteilung bzgl. der Symmetrieachse des Modells.

Behält man diese Detektion der Bewegungsrichtungsänderung bei und verringert den erlaubten Laufzeitfehler auf $1/64$ der Signalperiode, erhält man das Strahlendiagramm in Abb.(6.10a) für das primäre Wellenfeld mit den berechneten Laufzeitkurven. Aus dem Laufzeitdiagramm wird ersichtlich, daß eine weitere Unterteilung des Wellenfeldes im Bereich der Antiklinalstrukturen stattgefunden hat. Dies wird um so deutlicher in Abb.(6.10b), wo die Diffraktorlokalisationen mit den Strahlen und Laufzeiten für das *pp*-diffraktierte Wellenfeld dargestellt sind. Hier sind im Vergleich zur Abb.(6.9b) 28 weitere Quellpositionen der Edge-Waves bestimmt worden, welche in die Bereiche der Antiklinalstrukturen fallen.

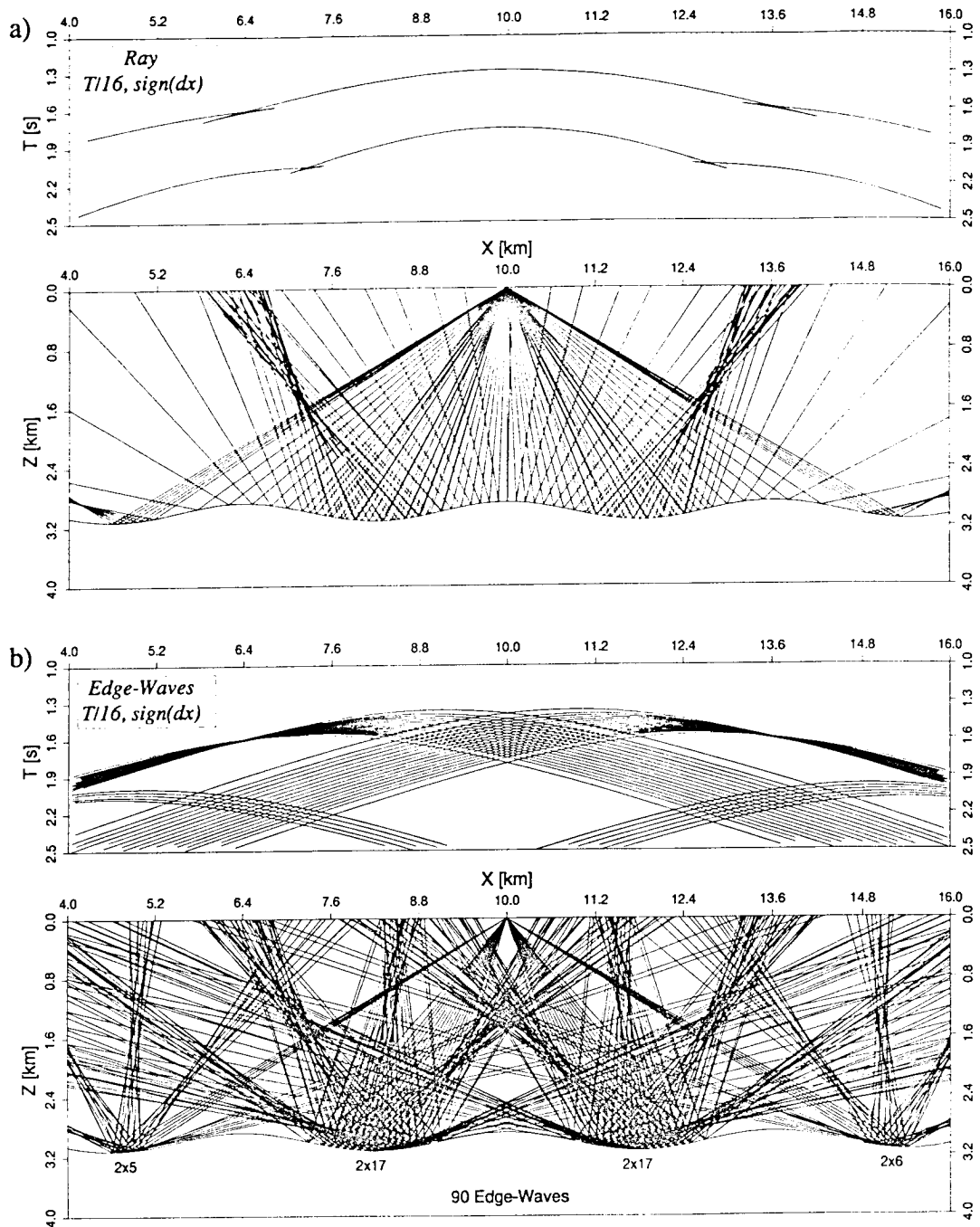


Abb.6.9: Strahl- und Laufzeitdiagramm in dem Modell der Synklinal- und Antiklinalstruktur. In Abb.(6.9a) sind in der unteren Abbildung die primären Strahlen einer pp -Reflexion nach der Wellenfeldverfeinerung und in der oberen Abbildung die zugehörigen Laufzeiten sowie die Laufzeiten der konvertierten p - s -Reflexion dargestellt. Bei der kinematischen Wellenfeldanalyse, mit einem maximal erlaubten Laufzeitfehler von $1/16$ der Signalperiode und einer Detektion der Änderung der Bewegungsrichtung, wurden 90 Diffraktorlokationen der Modellstruktur zugeordnet. Die diffraktierten Strahlen für die pp -Diffraktionen mit den zugehörigen Laufzeiten sind in der Abb.(6.9b) dargestellt.

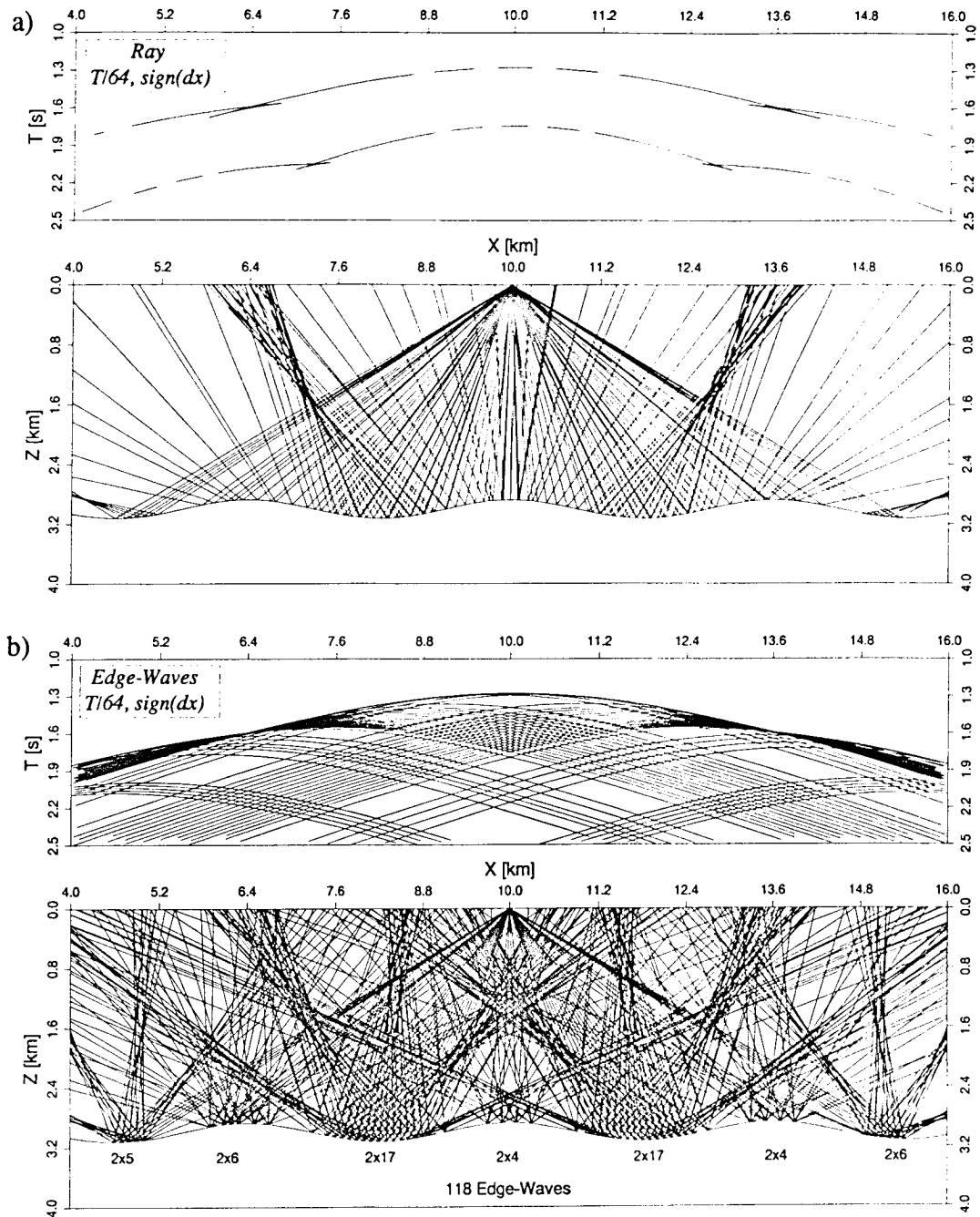


Abb.6.10: Strahl- und Laufzeitdiagramm in dem Modell der Synklinal- und Antiklinalstruktur. In Abb.(6.10a) sind in der unteren Abbildung die primären Strahlen einer *pp*-Reflexion nach der Wellenfeldverfeinerung und in der oberen Abbildung die zugehörigen Laufzeiten sowie die Laufzeiten der konvertierten *p-s*-Reflexion dargestellt. Bei der kinematischen Wellenfeldanalyse, mit einem maximal erlaubten Laufzeitfehler von $1/64$ der Signalperiode und einer Detektion der Änderung der Bewegungsrichtung, wurden 118 Diffraktorlokationen der Modellstruktur zugeordnet. Die diffraktierten Strahlen für die *pp*-Diffraktionen mit den zugehörigen Laufzeiten sind in der Abb.(6.10b) dargestellt.

Welche Auswirkungen diese Ergänzung des primären Wellenfeldes mit den Edge-Waves bei der Synthetik für eine vertikale Aufnehmerkomponente hervorruft, ist in Abb.(6.11) zusammengestellt. Aus Symmetriegründen ist nur der Entfernungsbereich von 4 bis 10km dargestellt. Abb.(6.11a) zeigt das Ergebnis wie es vorliegt, wenn keinerlei Ergänzung mit Edge-Waves vorgenommen wird. Deutlich zeichnet sich der Fokussierungsbereich für das *pp*-Wellenfeld bei 6.4km und für das *p-sv*-Wellenfeld bei 7.3km ab. Überlagert ist für jede Spur der Maximalwert der Amplitude, normiert auf die seismische Spur bei 7.4km für das *pp*-Wellenfeld. Wird bei der Wellenfeldanalyse eine Änderung der Bewegungsrichtung zur Detektion und Erzeugung von Edge-Waves hinzugenommen, erhält man das Ergebnis in Abb.(6.11b), entsprechend dem Strahlendiagramm in Abb.(6.9). Deutlich zeichnet sich eine Amplitudenverringering im Bereich des Fokussierungsbereichs mit dem Diffusionscharakter von Diffraktionen. Die Amplitudenfunktion im Bereich der Antiklinalstrukturen von 8 bis 10km und 4 bis 5.6km ist im Vergleich zu Abb.(6.11a) unverändert geblieben. Wird der erlaubte Laufzeitfehler verringert, wodurch die Antiklinalstruktur mit weiteren Edge-Waves ergänzt wird (siehe Abb. 6.10), erhält man das Ergebnis in Abb.(6.11c). Im Bereich der Fokussierungszonen ist kein Unterschied zur Abb.(6.11b) vorhanden, jedoch im Bereich von 8 bis 10km und von 4 bis 5.6km zeigt sich eine Amplitudenverringering, welches durch die Hinzunahme von Edge-Waves im Bereich der Antiklinalstrukturen zurückzuführen ist.

Um eine quantitative Aussage über die Ergänzung von Edge-Waves in Fokussierungs- und Defokussierungszonen bei gekrümmten Grenzflächen zu erhalten, wird das Ergebnis der Abb.(6.11c) den Ergebnissen der Kirchhoff-Methode und denen der FD-Rechnungen gegenübergestellt. Dies ist sowohl für die Vertikalkomponente (Abb. 6.12) als auch für die Horizontalkomponente (Abb. 6.13) durchgeführt worden. Da bei der zur Verfügung stehenden Version der Kirchhoff-Methode keine Wellenkonversion möglich war, konnte nur der *pp*-Wellenanteil dargestellt werden. Für die beiden Referenzmethoden (Abb. 6.12a und Abb. 6.12c) zeigt sich eine gute Übereinstimmung des Amplitudenverhaltens im Fokussierungsbereich der *pp*-Reflexion. Der durch die Edge-Waves ergänzte Fokussierungsbereich in Abb.(6.12b) zeigt deutlich zu geringe Amplitudenwerte, was durch die Dämpfung der Edge-Waves in diesem Bereich verursacht wird. Für den Fokussierungsbereich der *p-s*-Reflexion hingegen scheint die Dämpfung der Edge-Waves unzureichend im Vergleich zu den Ergebnissen der FD-Rechnung. Bei den Defokussierungszonen zeigen sich nur geringe Unterschiede bei allen drei Methoden. Die Horizontalkomponente in Abb.(6.13) zeigt ein ähnliches Verhalten wie für den Fokussierungsbereich der *pp*-Reflexion der Vertikalkomponente. Hier sind die Amplitudenwerte bei der erweiterten Strahlenmethode generell zu gering.

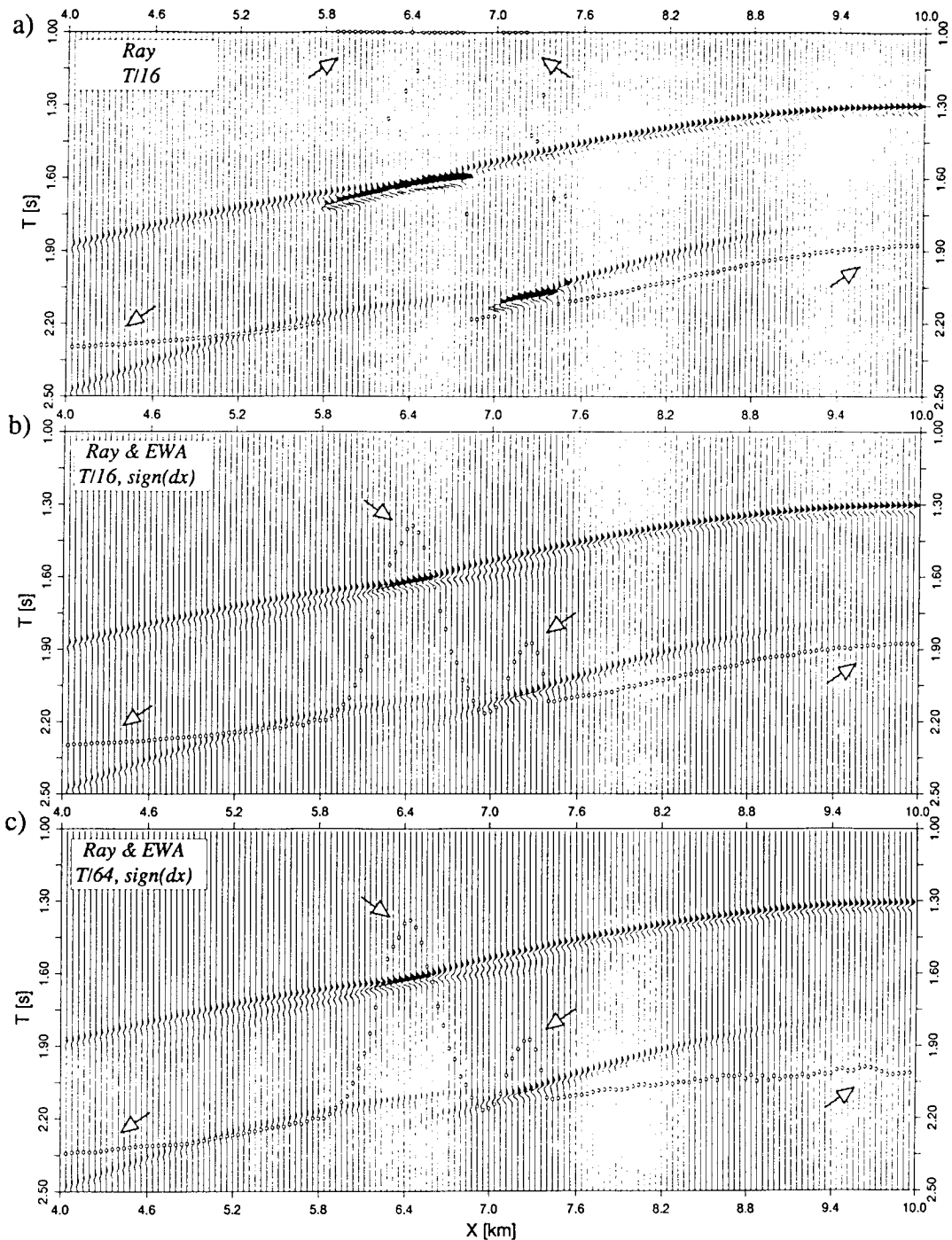


Abb.6.11: Vergleich der Vertikalkomponente von strahlentheoretischen Seismogrammen bei einer Ergänzung des primären Wellenfeldes durch Edge-Waves. Überlagert zu der Seismik ist für jede Spur der Maximalwert der Amplitude, normiert auf die seismische Spur bei 7.4km für das pp -Wellenfeld, angegeben. In Abb.(6.11a) ist das strahlentheoretische Seismogramm ohne die Ergänzung von Edge-Waves dargestellt, entsprechend dem Strahlendiagramm in Abb.(6.8). In Abb.(6.11b) ist das strahlentheoretische Seismogramm mit Ergänzung von Edge-Waves in den Synklinalstrukturen dargestellt, entsprechend dem Strahlendiagramm in Abb.(6.9). In Abb.(6.11c) ist das strahlentheoretische Seismogramm mit Ergänzung von Edge-Waves in den Synklinal- und Antiklinalstrukturen dargestellt, entsprechend dem Strahlendiagramm in Abb.(6.10).

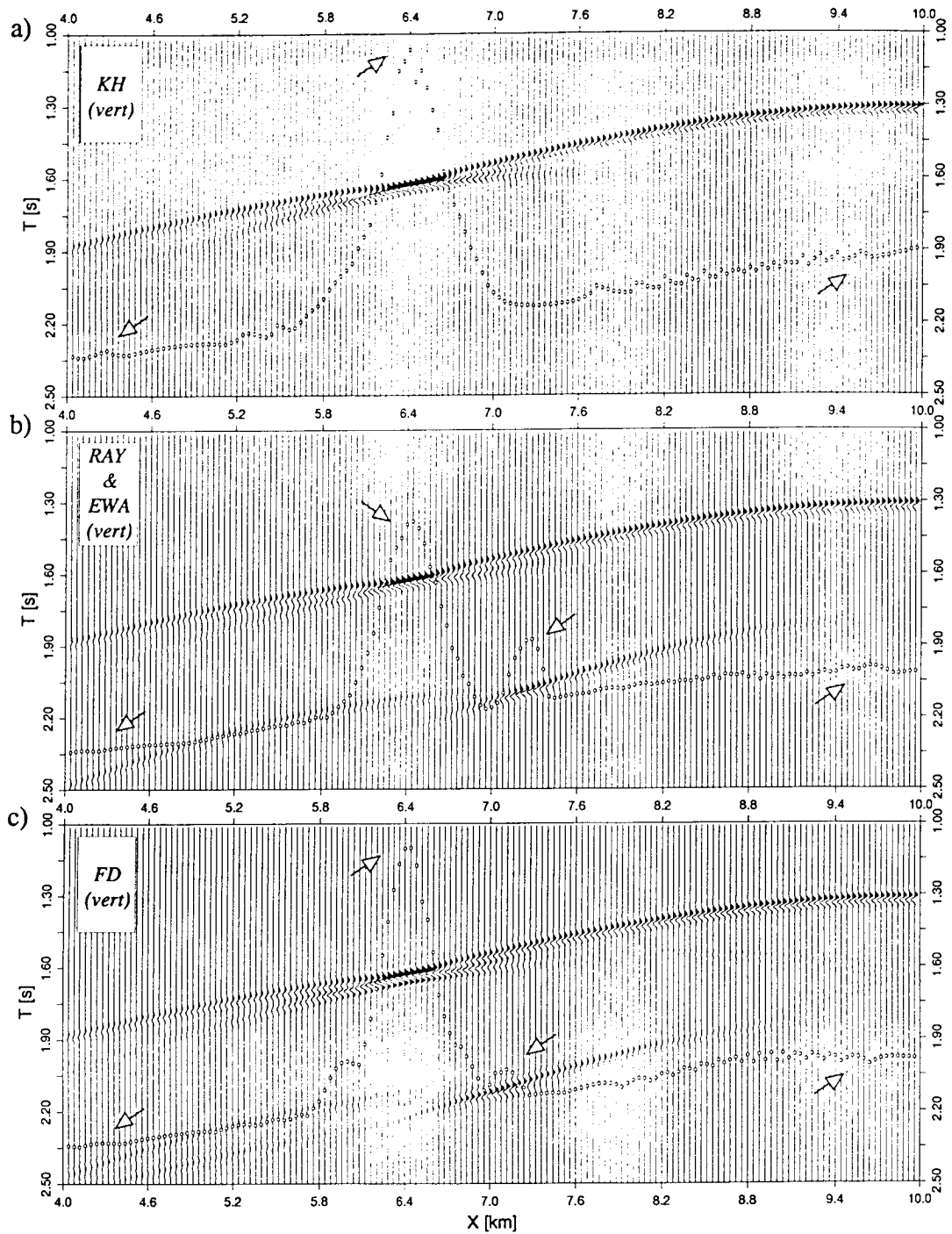


Abb.6.12: Vergleich der Strahlenmethode unter Einbezug des Edge-Wave-Algorithmus zu Kirchhoff- und Finite-Differenzen-Methode für die Vertikalkomponente bei dem Modell der Synklinal- und Antiklinalstruktur. Überlagert zu der Seismik ist für jede Spur der Maximalwert der Amplitude, normiert auf die seismische Spur bei 7.4km für das *pp*-Wellenfeld, angegeben. Abb.(6.12a) zeigt das Kirchhoff-Seismogramm, für welches nur das *pp*-reflektierte Wellenfeld berechnet werden konnte. Abb.(6.12b) zeigt das strahlentheoretische Seismogramm mit Ergänzung von Edge-Waves in den Synklinal- und Antiklinalstrukturen, entsprechend dem Strahlendiagramm in Abb.(6.10). Abb.(6.12c) zeigt das Finite-Differenzen-Seismogramm.

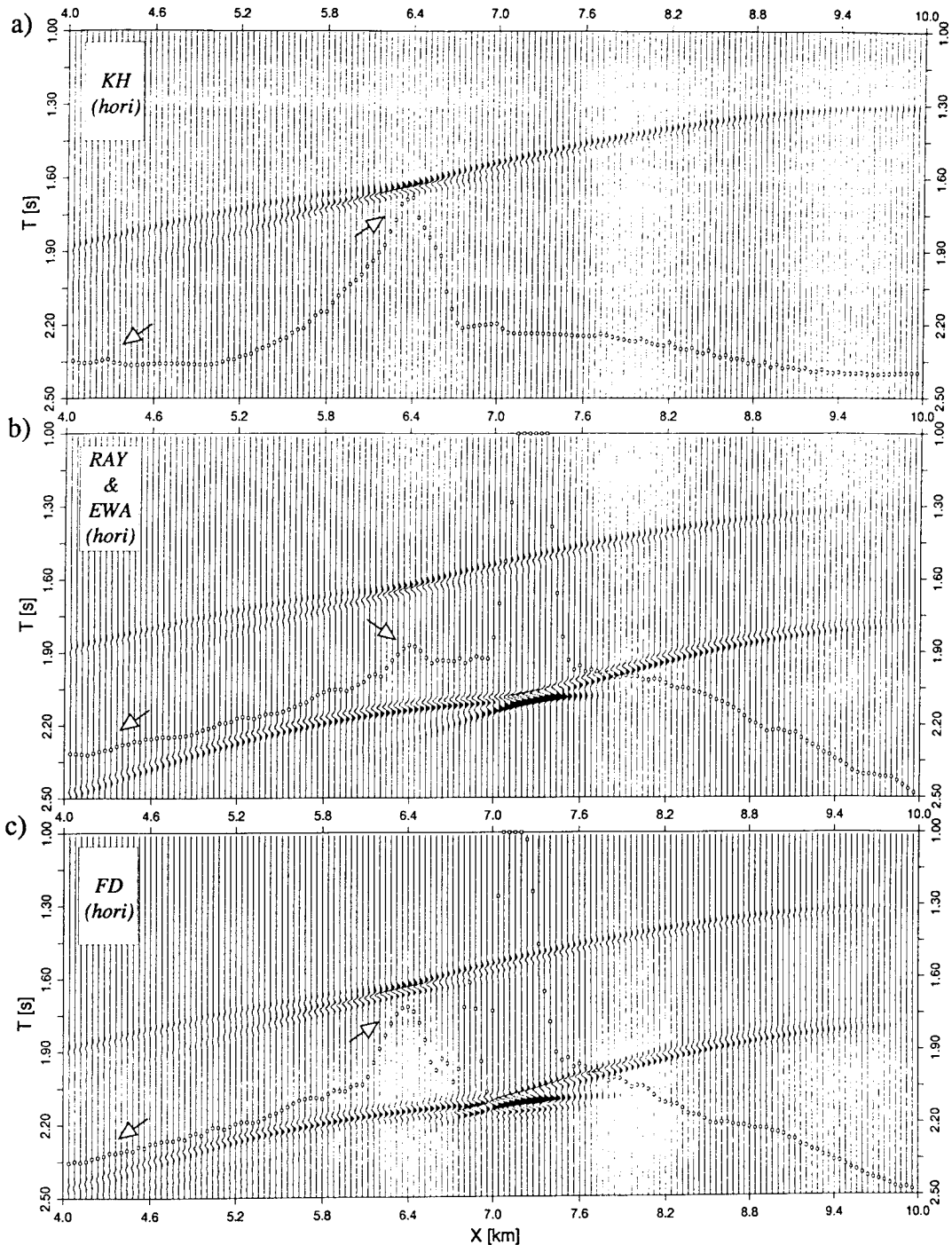


Abb.6.13: Vergleich der Strahlenmethode unter Einbezug des Edge-Wave-Algorithmus zu Kirchhoff- und Finite-Differenzen-Methode für die Horizontalkomponente bei dem Modell der Synklinal- und Antiklinalstruktur. Überlagert zu der Seismik ist für jede Spur der Maximalwert der Amplitude, normiert auf die seismische Spur bei 7.4km für das pp -Wellenfeld, angegeben. Abb.(6.13a) zeigt das Kirchhoff-Seismogramm, für welches nur das pp -reflektierte Wellenfeld berechnet werden konnte. Abb.(6.13b) zeigt das strahlentheoretische Seismogramm mit Ergänzung von Edge-Waves in den Synklinal- und Antiklinalstrukturen, entsprechend dem Strahlendiagramm in Abb.(6.10). Abb.(6.13c) zeigt das Finite-Differenzen-Seismogramm.

Beim Fokussierungsbereich der *p-s*-Konversion zeigen sich sowohl in der Wellenform, als auch in dem diffusen Charakter der Wellenausbreitung die größten Unterschiede. Da hier jedoch schon Gitterdispersionseffekte bei der FD-Rechnung in Erscheinung treten, sind diese mit Vorbehalt zu betrachten. Im Fokussierungsbereich der *pp*-Reflexion sind auch Wellenformänderungen in den zwei Referenzmethoden zu beobachten. Diese Änderungen in der Signalform fehlen bei der EW-Methode nahezu vollständig.

Trotz dieser Amplituden- und Phasenabweichungen der verschiedenen Methoden sollte man auch als Vergleich das reine strahlenseismische Ergebnis in Abb.(6.11a) hinzuziehen. Dieses zeigt eindeutig, daß eine Hinzunahme der Edge-Waves eine klare Annäherung an die Referenzmethoden bringt. Aus praktischen Gesichtspunkten sollte noch bemerkt werden, daß für die Berechnung mit den Edge-Waves nur einige Minuten Rechenzeit auf einer Sparc10/30 notwendig waren, während die Kirchhoff-Methode für die reine *pp*-Reflexion schon über 30 Minuten CPU-Zeit auf einer Convex 3220 benötigte. Die FD-Rechnung (2. Ordnung) benötigte für dieses Modell über 30 Stunden auf diesem Großrechner und steht somit in keinem Verhältnis zu den Unterschieden des generellen Erscheinungsbildes dieser einfachen Struktur.

6.3 Ein komplexes Strukturmodell

Um die Anwendbarkeit der automatisierten Edge-Wave-Generierung bei komplexeren Mehrschichtmodellen zu testen, wurde ein Strukturmodell entworfen, welches in Abb.(6.14a) gezeigt ist. Dieses Modell ist dadurch charakterisiert, daß sowohl auskeilende Schichten, vertikale Geschwindigkeitgradienten, Geschwindigkeitsinversionen als auch Neigungen bis zu 45° vorkommen. Da die benötigte Rechenzeit bei der erweiterten Strahlenmethode nahezu unabhängig der von einer gewünschten Hauptfrequenz ist, wurde diese mit 50 Hz vorgegeben. Um eine vollständige Profilakquisition zu simulieren, wurden insgesamt 152 Schußfamilien berechnet. Die erste Quellposition lag bei 0.24km und die letzte bei 1.75km, wobei ein Schußabstand von 10m angenommen wurde. Die Empfängerpositionen jedes Schusses wurden symmetrisch um die Quellokation positioniert (splitspread). Die maximale Quelle-Empfängerentfernung betrug 500m mit einem Aufnehmerabstand von 10m, wodurch sich 101 Aufnehmer pro Schuß ergeben.

Das zu berechnende Wellenfeld wurde als reine *pp*-Reflexion vorgegeben ohne die Berücksichtigung von Multiplen- oder konvertierten Wellenfeldern. Eine Auswahl von sieben Schußfamilien, deren Positionen in Abb.(6.14a) markiert wurden, sind in Abb.(6.14b) dargestellt. Diese Struktur zeigt in den Schußfamilien recht komplexe Wellenfelder, welche durch die Hinzunahme der Edge-Waves einen kontinuierlichen Verlauf annehmen. Auffallend sind insbesondere die von der oberen Kantenstruktur verursachten lang anhaltenden Diffraktionsäste.

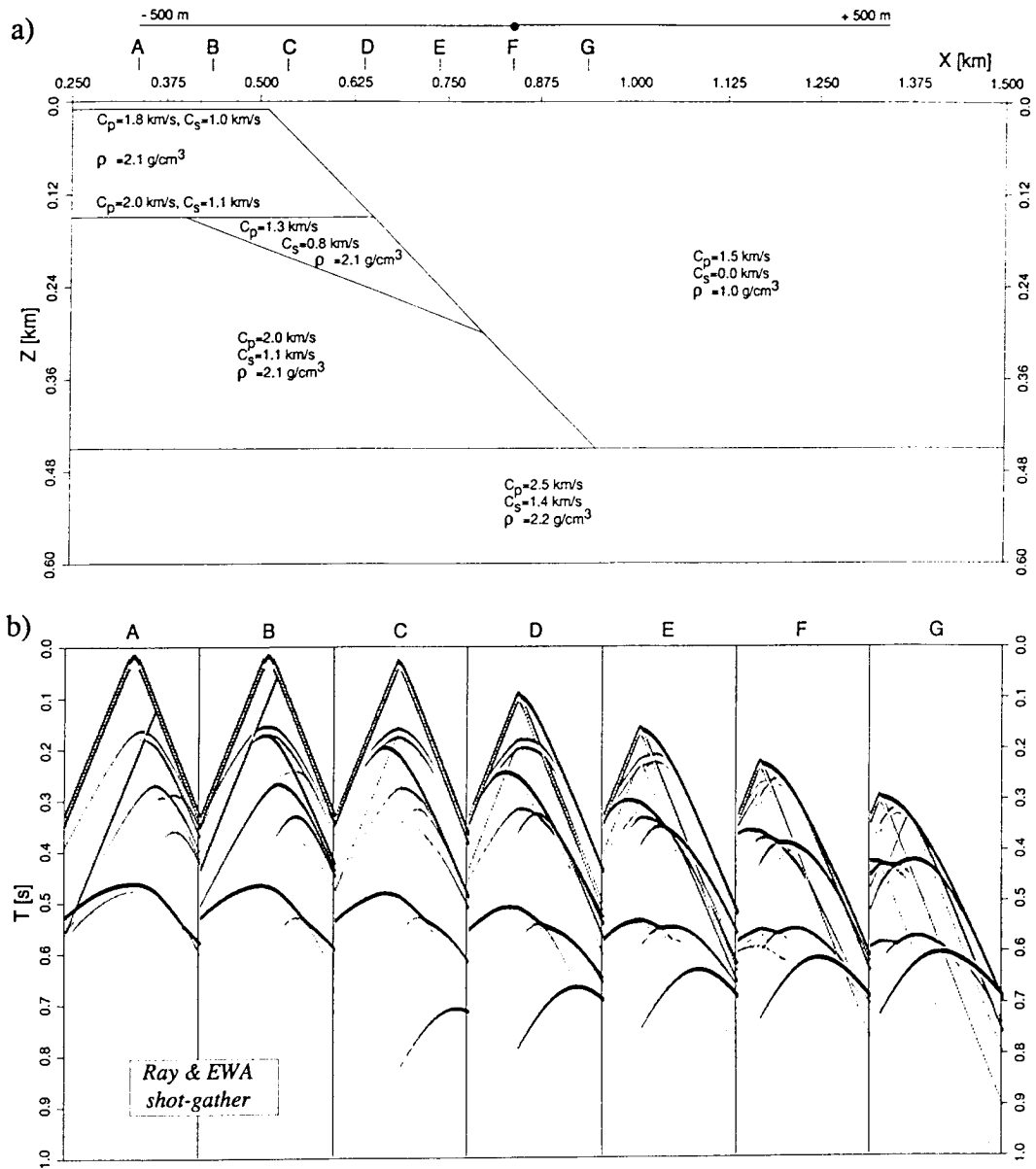


Abb.6.14: Anwendungsbeispiel des EWA bei einem komplexen Strukturmodell. In Abb.(6.14a) ist das Modell gezeigt, welches charakterisiert ist durch auskeilende Schichten, vertikale Geschwindigkeitsgradienten, Geschwindigkeitsinversionen und maximale Neigungen von 45° . Für dieses Modell wurde eine vollständige Akquisitionsgeometrie simuliert, bestehend aus 152 Schüssen mit jeweils 101 Aufnahmen. In Abb.(6.14b) ist eine Auswahl von sieben Schüssen gezeigt, die mit der erweiterten Strahlenmethode berechnet wurden. Die Positionen dieser Schüsse sind in Abb.(6.14a) markiert.

Inwieweit die gleichen Modelldiskontinuitäten von allen Schüssen erfaßt worden sind, läßt sich anhand der Nahspur von benachbarten Schüssen verifizieren. Diese zero-offset Sektion ist in Abb.(6.15) gezeigt. Da die stark geneigten diffraktierten Einsätze dieser Reflexionsstruktur keine vertikalen Versätze oder Diskontinuitäten aufweisen, kann davon ausgegangen

werden, daß sämtliche Modelldiskontinuitäten mit hoher Genauigkeit lokalisiert worden sind. Anhand des Reflexionsbildes in Abb.(6.15), ohne Vorwissen des zugrundeliegenden Strukturmodells, bedarf es eines erfahrenen Interpreten, um Rückschlüsse auf das Untergrundmodell zu ziehen. So ist es ohne zusätzliche Geschwindigkeitsinformation nicht offensichtlich, daß die Reflexion bei 0.45 bis 0.6 Sekunden von einem horizontalen Reflektor herrührt. Durch den komplexen Oberbau treten hier Fokussierung- und Defokussierungszonen auf, welche sich durch laterale Amplitudenvariationen bemerkbar machen.

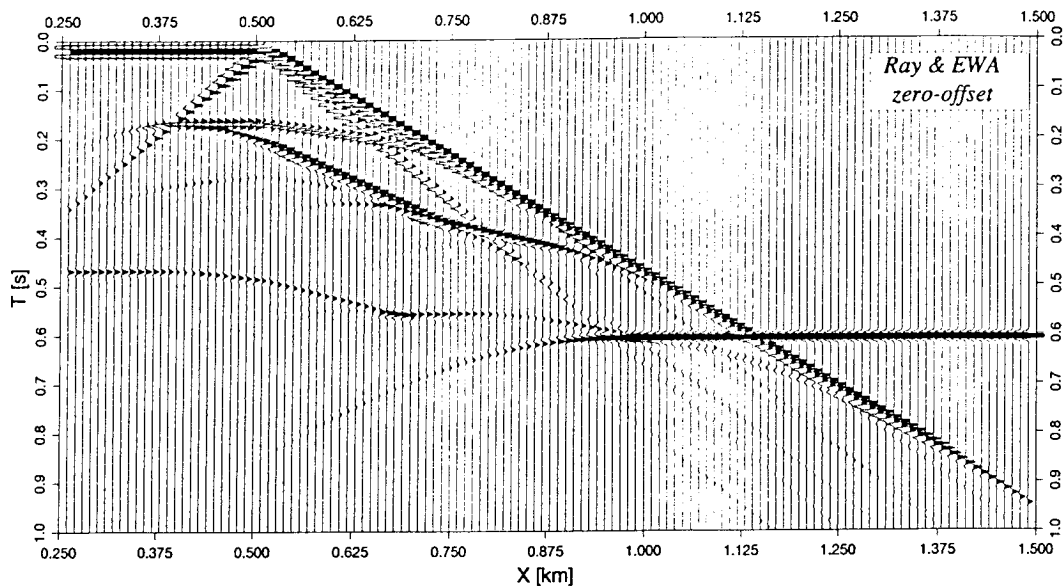


Abb.6.15: Zero-offset Sektion des komplexen Strukturmodells. Diese Sektion wurde aus den Nahspuren der unabhängig von einander berechneten Schußfamilien konstruiert. Da die diffraktierten Einsätze einen kontinuierlichen Verlauf zeigen, kann davon ausgegangen werden, daß alle Modelldiskontinuitäten mit hoher Genauigkeit lokalisiert wurden.

Eine Methode zur lagegetreuen Tiefenabbildung und zur Ableitung eines dafür benötigten Geschwindigkeitsfeldes aus reflexionsseismischen Daten, ist das Verfahren der iterativen Tiefenmigration vor dem Stapeln mit Fokussierungsanalysen. Diese Methode (*Denelle et al., 1986*) basiert auf einer Finite-Differenzen-Methode, welche ein Absenken des reflektierten Wellenfeldes auf der Quellen- als auch auf der Aufnehmerseite vornimmt. Nach einem Migrationsergebnis, welches anhand eines einfachen Geschwindigkeitsfeldes durchgeführt werden sollte, kann mit den Fokussierungsanalysen eine Verfeinerung des Geschwindigkeitsfeldes vorgenommen werden. Dies wird iterativ solange fortgesetzt bis eine optimale Fokussierung mit einem Geschwindigkeitsfeld erreicht worden ist.

Diese Migrationsmethode wurde auf den vorliegenden synthetischen Datensatz angewandt und nach sechs Iterationen konnte ein Geschwindigkeitsfeld erstellt werden, welches bis auf

5-10% an das wahre Geschwindigkeitsfeld heranreichte. Das Ergebnis der Tiefenmigration mit dem exakten Geschwindigkeitsfeld ist in Abb.(6.16a) dargestellt. Hier zeigt sich ein Anwendungsbeispiel der hier vorgestellten erweiterten Strahlenmethode mit den Edge-Waves. Schon dieses einfache Modell zeigt die Grenzen der Geschwindigkeitsaufdatierung anhand von der Fokussierungsanalysen.

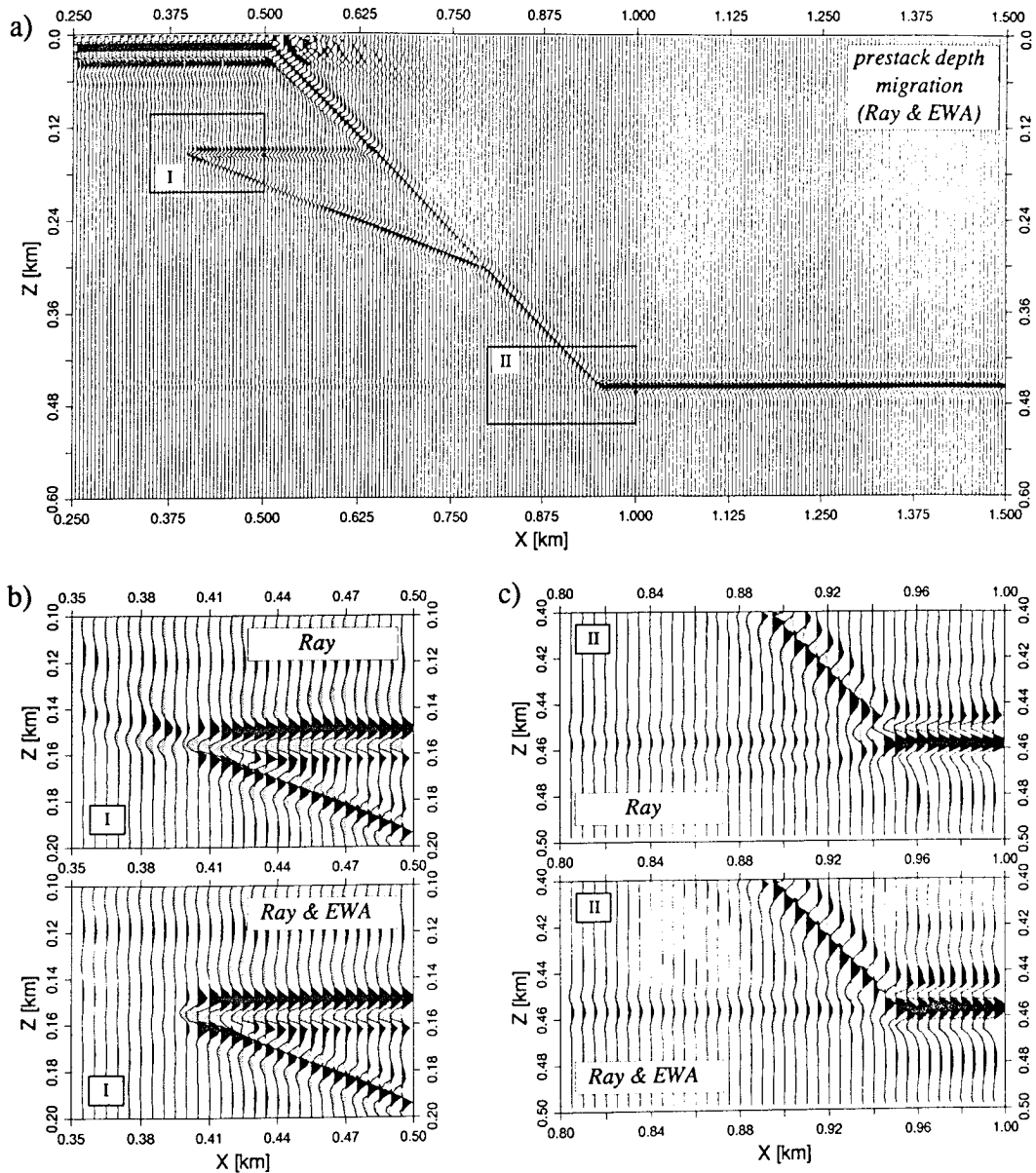


Abb.6.16: Ergebnis der Tiefenmigration der modellierten Schußfamilien mit dem exakten Geschwindigkeitsfeld. In Abb.(6.16a) dienten als Eingabe zur Migration die synthetischen Daten der erweiterten Strahlenmethode mit den Edge-Waves. In der Abb.(6.16b) und Abb.(6.16c) ist ein Vergleich des Migrationsergebnisses mit bzw. ohne Erweiterung des Eingabedatensatzes der Edge-Waves in den Teilbereichen gezeigt. Die Teilbereiche sind in der Abb.(6.16a) markiert.

So konnte z.B der obere vertikale Geschwindigkeitsgradient nicht eindeutig bestätigt werden. Ferner waren die Fokussierungsanalysen an der 45° geneigten Grenzfläche nahezu unbrauchbar und es bedurfte schon einiger Erfahrung, mit dieser Methode eine entsprechende Genauigkeit der Modellanpassung zu erreichen. Auffällig in der Abb.(6.16a) sind die Amplitudenvariationen der auskeilenden Schicht in dem Niedergeschwindigkeitsmedium. Diese werden dadurch hervorgerufen, daß das Eindringen der Strahlen bei der Modellierung durch die Gradientenzone und der nachfolgenden Geschwindigkeitsinversion nicht immer gewährleistet werden konnte. Der daraus hervorgehende Diffusionsprozeß der Edge-Waves bedingte eine Amplitudenverminderung der nachfolgenden Reflektoren.

Zur Qualitätsbeurteilung von Migrationsmethoden bzw. deren Migrationsoperatoren mit Hilfe eines strahlentheoretischen Datensatzes ist es notwendig, Diffraktionsphänomene bei dem Eingabedatensatz zu berücksichtigen. Dies wird anhand zweier ausgewählter Bereiche *I* und *II* der Abb.(6.16a) veranschaulicht. Abb.(6.16b) und Abb.(6.16c) zeigen die Migrationsergebnisse der zwei Bereiche *I* und *II* ohne die Erweiterung des EWA und mit dessen Erweiterung. Die Störenergie, die der Migrationsoperator aufgrund des unvollständigen Wellenfeldes der Eingabedaten erzeugt, würde eine qualitative Beurteilung des Migrationsergebnisses erschweren.

7 Anwendungsbeispiele bei realistischen Untergrundstrukturen

Die seismische Vorwärtsmodellierung zur Verifikation von Einsätzen in realen Seismogrammen und zur Bildung von Makromodellen wird routinemäßig bei Weitwinkeldaten angewandt. Da diese Daten im allgemeinen eine geringe Untergrundüberdeckung aufweisen, d.h. es liegt keine große Datenredundanz vor, und Tiefenbereiche untersucht werden, wo eine verminderte seismische Auflösung vorliegt, wird das Makromodell nur eine beschränkte Komplexität beinhalten. Bei Steilwinkeldaten, wo eine große Datenredundanz gegeben ist, und Untergrundstrukturen mit komplexem Aufbau in geringeren Tiefen das Untersuchungsziel bilden, wird deshalb auf Inversionsmethoden zurückgegriffen. Diese Methoden ermöglichen, direkt aus den Daten ein Geschwindigkeits- und Strukturmodell zu extrahieren. Da die Kontrollmöglichkeiten eines gewonnenen Makromodells mit FD-Rechnungen sehr aufwendig sind, wird die Überprüfung der gewonnenen Ergebnisse meistens vernachlässigt. Hier eröffnet die Strahlenmethode mit der Erweiterung der Edge-Waves neue Wege.

An zwei realen Datenbeispielen im Bereich eines aktiven und passiven Kontinentalrands wird gezeigt, daß die Berechnung von strahlentheoretischen Seismogrammen unter Einbezug der Edge-Waves realistische Seismogramme liefern kann. Dies wird jedoch nur erreicht, falls die modifizierte Edge-Wave-Formulierung sowie die ad hoc-Spreadingkorrektur angewandt wird. Der Grund dafür ist, daß man in realistischen Modellstrukturen häufig an die Grenzen des Gültigkeitsbereichs von Strahlenmethoden stößt. Falls in diesen Fällen der EWA ohne Modifikation und Ergänzungen angewandt wird, so können z.B. lokale Amplitudenüberhöhungen in den berechneten primären Wellenfeldern durch den Diffusionsprozeß der Diffraktionen über den gesamten Modellbereich hinaus getragen werden.

7.1 Sedimentäre Überschiebungszone westlich vor Oregon

Der Cascadia Kontinentalrand vor Oregon, wo die Juan de Fuca Platte unter dem nord-amerikanischen Kontinent abtaucht, war das Zielgebiet vieler geophysikalischer Untersuchungen. Dieses Gebiet zeichnet sich dadurch aus, daß bis über 3km mächtige auf der ozeanischen Platte abgelagerte Sedimente infolge der Subduktion Kompressionstrukturen mit unterschiedlicher Geometrie gebildet haben. Während der untere Teil der Sedimente auf der ozeanischen Platte nahezu undeformiert subduziert wird, werden die darüber liegenden

Sedimente zu Schichtpaketen aufgeschoben, die sowohl Verwerfungen mit landwärtiger als auch seewärtiger Vergenz aufweisen. Diese Variation der Akkretionstrukturen wurde mit einem dichten Netz von reflexionseismischen Profilen kartiert (*MacKay et al., 1992*). Die an diesen Kompressionstrukturen beobachteten Fluidaustritte führten u.a. dazu, daß eine Reihe von Bohrungen im Rahmen des "Ocean Drilling Program" durchgeführt wurden. Da die seismische Geschwindigkeitsvariation der einzelnen Sedimentpakete maßgeblich durch die Änderungen der Porosität und der Kompaktion hervorgerufen worden sind, wurden mehrere Profile detaillierten Geschwindigkeitsanalysen unterzogen (*Klaeschen & von Huene, 1990* und *MacKay et al., 1995*). Mit Hilfe von Fokussierungsanalysen bei der iterativen Tiefenmigration vor dem Stapeln (*Denelle et al., 1986*) wurde für das Profil OR-25 ein Makrogeschwindigkeitsmodell erarbeitet, das in Abb.(7.1) gezeigt ist.

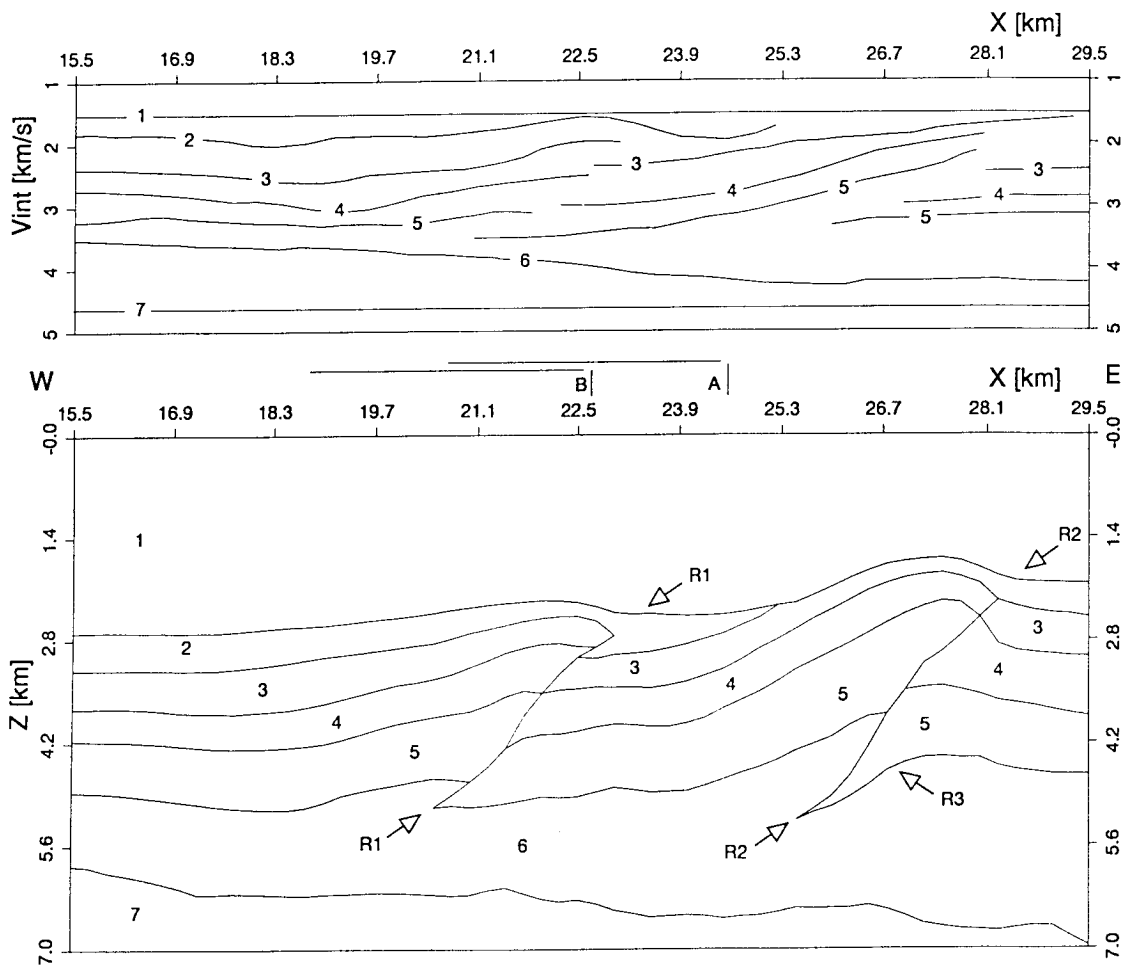


Abb.7.1: Geschwindigkeits- und Strukturmodell für das Reflexionsprofil OR-25. Infolge der Deformation treten laterale Geschwindigkeitsvariationen der Sedimentschichten 2 bis 5 an den Aufschiebungen R1 und R2 auf. An zwei Schußpositionen A und B wird eine seismische Vorwärtsmodellierung durchgeführt.

Auffallend ist die Geschwindigkeitsvariation der Sedimentschichten 2 bis 5 infolge der Deformation an den Aufschiebungen *R1* und *R2* im Vergleich zu den ungestört ankommenden Sedimenten. Inwieweit dieses Makromodell mit den Einsätzen der Originaldaten übereinstimmt, soll anhand zweier ausgewählter Schußfamilien überprüft werden. Die Schußpositionen sind in der Abb.(7.1) mit *A* und *B* gekennzeichnet, wobei zusätzlich die Empfängerpositionen bzgl. der Schußposition durch die horizontale Auslagenlänge des Hydrophonkabels symbolisiert wurden.

Da das Untergrundmodell eine relativ geringe Tiefenerstreckung hat, konnte zum Vergleich zu den strahlentheoretischen Seismogrammen eine akustische FD-Modellierung nur vorgenommen werden, unter Annahme einer Signalfrequenz von *10 Hz*. Um einen direkten Vergleich zum FD-Seismogramm zu gewährleisten, wurden die Modellierungen mit der Strahlenmethode und den Edge-Waves ebenfalls für *10 Hz* durchgeführt. Dies hat zur Folge, daß die Amplitudeninformation im Vergleich zum realen Seismogramm mit Vorbehalt zu interpretieren ist. Zur Trennung der Wellenfeldanteile und zur Bestimmung der Diffraktorlokationen der Edge-Waves wurde ein maximaler Laufzeitfehler von *0.0125 Sekunden* erlaubt, was *1/8* der Signalperiode entspricht, wobei eine Änderung der Bewegungsrichtung bei der Wellenfeldanalyse nicht berücksichtigt wurde. Um die schwächeren Einsätze bei größeren Laufzeiten hervorzuheben, wurden die im folgenden dargestellten Seismogrammsektionen einheitlich mit einer laufzeitabhängigen Amplitudenkorrektur versehen.

In Abb.(7.2a) ist das strahlenseismische Seismogramm ohne Ergänzung von Edge-Waves für den Schußpunkt *A* gezeigt. Auffallend sind die separierten Wellenfeldanteile, welche durch die Wellenfeldanalyse hervorgerufen wurden. Da bei Verwendung der Strahlenmethode eine Identifikation von Einsätzen zu den Reflektoren in einem vorgegebenen Makromodell möglich ist, wurden die Sedimentschichten aus dem Makromodell in Abb.(7.1) den primären Einsätzen zugeordnet. Besonders sei hier auf die linearen Einsätze *R2* und *R3* verwiesen. Während der Einsatz *R2* von der zweiten Verwerfungszone stammt, entsteht der Einsatz *R3* von der Unterkante des Sedimentpaketes 5 (siehe Abb. 7.1). Die Einsätze unterhalb von *6.3 Sekunden* sind Mehrfachreflexionen innerhalb der Wassersäule für die Meeresbodenreflexion sowie den Sedimentschichten 2 bis 4.

Bei einer Ergänzung des strahlenseismischen Seismogramms mit den Edge-Waves erhält man das Seismogramm in Abb.(7.2b). Durch diese Ergänzung werden die separaten reflektierten Wellenfeldanteile miteinander in Beziehung gebracht, wie es an dem Einsatz *1* der Meeresbodenreflexion deutlich zu erkennen ist. Auffallend sind jedoch lokale Amplituden- und Laufzeitdiskontinuitäten im Seismogramm. Diese werden durch eine unvollständige Wellenfeldergänzung sowie Geschwindigkeitskaustiken hervorgerufen und werden später an einem ausgewählten Reflektor analysiert.

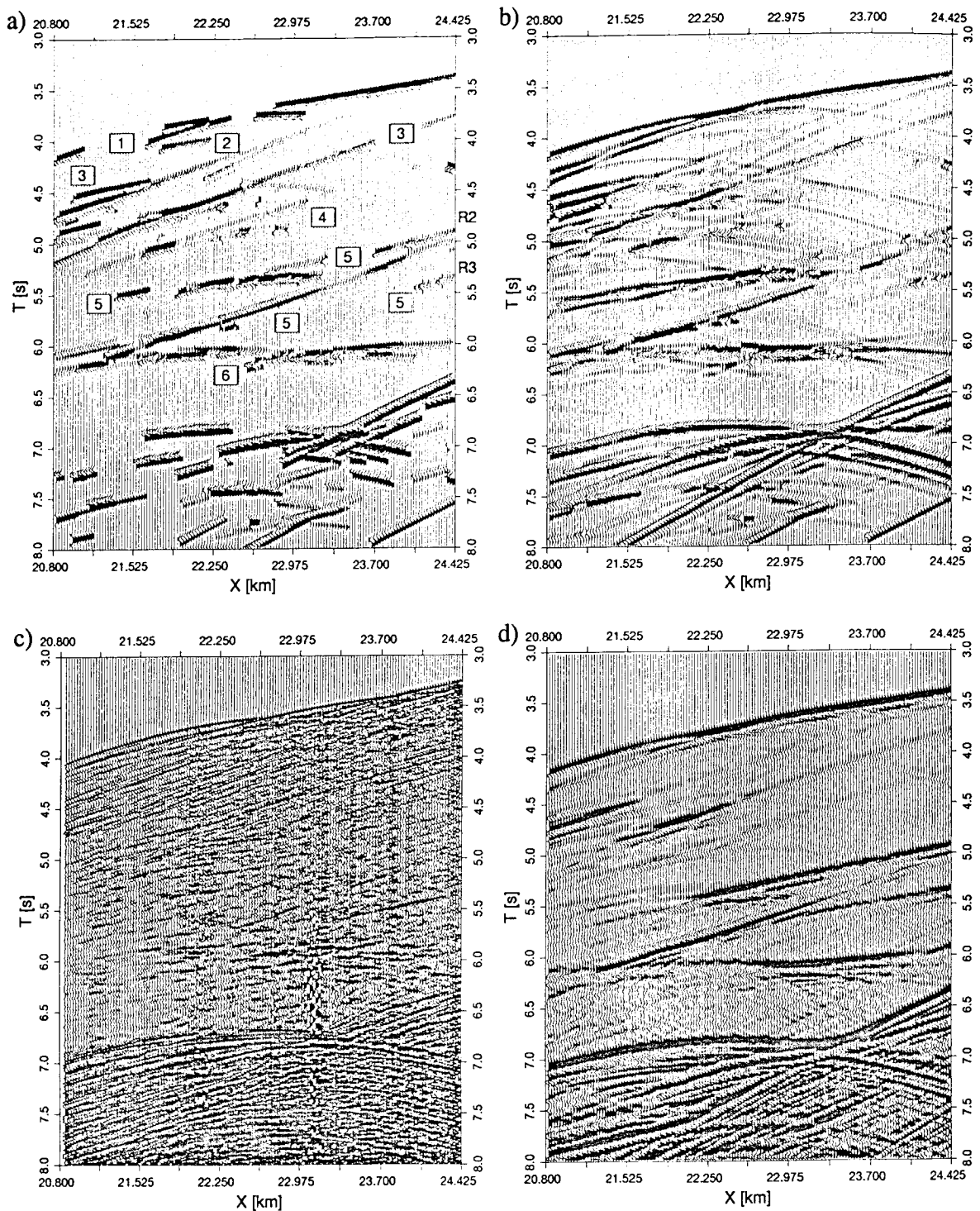


Abb.7.2: Vergleich von synthetischen Seismogrammen unter Verwendung einer Signalfrequenz von 10 Hz zu dem realen Seismogramm der Schußposition A. Abb.(7.2a) zeigt das strahlenseismische Seismogramm mit der Zuordnung der Sedimentschichten aus Abb.(7.1). In Abb.(7.2b) ist das strahlenseismische Seismogramm mit Ergänzung der Edge-Waves gezeigt. Abb.(7.2c) zeigt das reale Seismogramm und Abb.(7.2d) das modellierte FD-Seismogramm.

In Abb.(7.2c) ist das reale Seismogramm und in Abb.(7.2d) das modellierte FD-Seismogramm gezeigt. Unabhängig von der verwendeten Modellierungsmethode zeigen die synthetischen Daten eine annehmbare Übereinstimmung für die Reflektoren 1-4 mit dem realen Seismogramm. Die Reflexion 6 an der ozeanischen Kruste zeigt in den realen Daten einen ähnlichen Fokussierungsbereich in der Reflektivität wie in den modellierten Seismogrammen jedoch bei einer etwas kürzeren Laufzeit. Die größten Unterschiede sind für den Reflektor 5 erkennbar. Im realen Seismogramm sind hier zwei linear geneigte Einsätze zu erkennen, die mit den Reflektoren R2 und R3 korrelieren, welche ebenfalls im FD-Seismogramm zu sehen sind. Jedoch scheint der Einsatz R3 im FD-Seismogramm an den Einsatz R2 anzuschließen. Diese Einsätze sind auch im Strahlenseismogramm vorhanden, jedoch weisen sie nicht die gleiche Kontinuität auf wie bei der FD-Rechnung. Der geneigte Einsatz 5 in FD-Seismogramm oberhalb von 5 Sekunden bei 24.425 km bis 5.5 Sekunden bei 22.25 km fehlt vollständig im realen Seismogramm. In dem Strahlenseismogramm ist dieser Einsatz nur andeutungsweise vorhanden. Desweiteren zeigt das Strahlenseismogramm einen dominanten Einsatz bei 5.5 Sekunden in dem Entfernungsbereich von 20.8 bis 22.975 km, der wesentlich schwächer im FD-Seismogramm in Erscheinung tritt und bei den realen Daten vollständig fehlt.

Im oberen Modellbereich, der durch diese Schußposition überdeckt worden ist, zeigt das Makromodell eine gute Übereinstimmung der realen und der modellierten Daten. Die Verwerfungszone R2 läßt sich sowohl in den realen als auch in den modellierten Daten wiederfinden. Um eine quantitative Aussage über die Position dieser Verwerfungszone zu erhalten und eventuell zu korrigieren, müßten jedoch weitere Schußpositionen zur Analyse herangezogen werden. Der Geschwindigkeitsunterschied zwischen dem Schichtpaket 5 und 6, welcher zur Reflexion 5 führt, ist im realen Seismogramm nicht in der Amplitudenstärke erkennbar wie bei den modellierten Schüssen. Da ferner die Laufzeit zur Reflexion 6 etwas zu groß erscheint, wäre das Makromodell in dem unteren Bereich zu überarbeiten. Dies ist auch nicht verwunderlich, da dieser Bereich bei der Anwendung einer Migration mit Fokussierungsanalysen durch den Einfluß der Meeresbodenmultiplen nur eine eingeschränkte Aufdatierung des Geschwindigkeitsfeldes ermöglichte.

Die gleiche Anordnung von modellierten Seismogrammen und realem Seismogramm ist in Abb.(7.3) für die Schußposition B dargestellt. Auffallend im realen Seismogramm ist die geringe Reflektivität im Vergleich zum vorhergehenden Schuß. Dies wird verursacht durch die Verwerfungszone R1 (Abb. 7.1), die eine Defokussierung der seismischen Energie herbeiführt. Anhand dem strahlenseismischen Seismogramm in Abb.(7.3a) wird diese Defokussierung besonders deutlich, da nahezu keine primären Einsätze unterhalb von 5 Sekunden im zentralen Bereich der seismischen Auslage vorkommen.

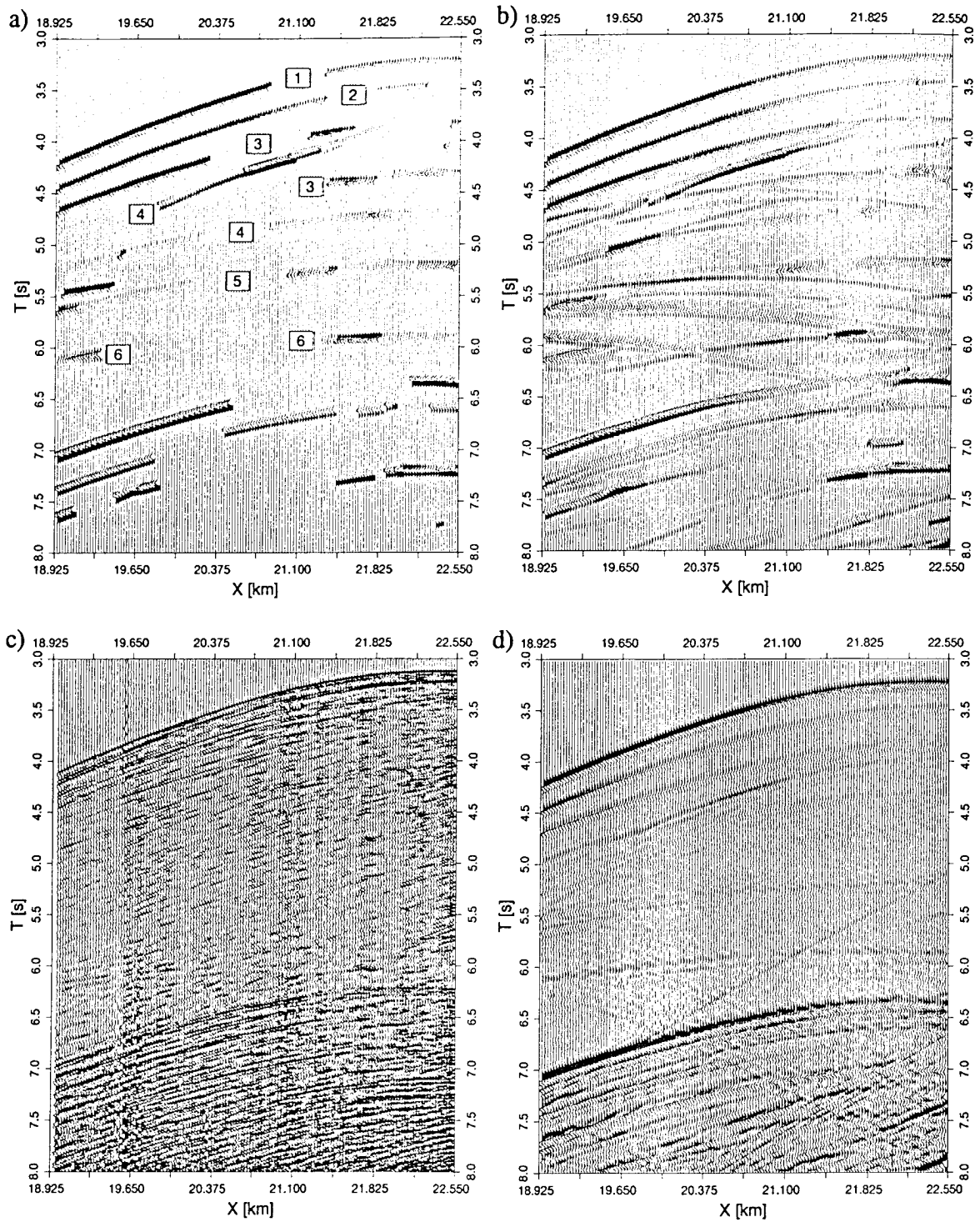


Abb.7.3: Vergleich von synthetischen Seismogrammen unter Verwendung einer Signalfrequenz von 10 Hz zu dem realen Seismogramm der Schußposition B. Abb.(7.3a) zeigt das strahlenseismische Seismogramm mit der Zuordnung der Sedimentschichten aus Abb.(7.1). In Abb.(7.3b) ist das strahlenseismische Seismogramm mit Ergänzung der Edge-Waves gezeigt. Abb.(7.3c) zeigt das reale Seismogramm und Abb.(7.3d) das modellierte FD-Seismogramm.

Das durch die Edge-Waves ergänzte Seismogramm in Abb.(7.3b) zeigt für die oberen Sedimentschichten 2 bis 4, trotz etwas zu großer Amplitudenwerte, eine annehmbare Übereinstimmung mit dem FD-Seismogramm. Eine Zuordnung von modellierten Reflektoren zum realen Seismogramm kann höchstens für die Sedimentschicht 4 bei 18.925 km und 4.8 Sekunden durchgeführt werden. Die ozeanische Kruste zeigt sich im realen Seismogramm nur stückweise, zwischen 18.925-19.65 km und 6.2 -6 Sekunden, sowie bei 21.825 km und 6 Sekunden. Diese Bereiche stimmen auch näherungsweise mit den Einsätzen 6 im Strahlen-seismogramm der Abb.(7.3a) überein. Auffallend ist insbesondere die scheinbar negative Polarität des Einsatzes zwischen 18.925-19.65 km. Dies wird hervorgerufen durch das Durchlaufen von Kaustiken, die jeweils eine Phasendrehung von 90° der seismischen Einsätze verursachen. Durch das Hinzufügen der Edge-Waves erscheinen diese Einsätze diffuser, wobei für den Einsatz bei 21.825 km eine oszillierende Diffraktionshyperbel zu beobachten ist. Das FD-Seismogramm zeigt für diesen Reflektor einen kontinuierlichen Einsatz mit geringer Amplitudenabnahme im zentralen Entfernungsbereich der seismischen Auslage. Die größten Unterschiede bei den modellierten Seismogrammen sind für die Sedimentschicht 5 zu beobachten. Während bei dem FD-Seismogramm nur sehr schwache Einsätze bei den schußnahen- und schußfernen Spuren zu erkennen sind, zeigt das durch die Edge-Wave ergänzte Seismogramm eine Vielzahl von hyperbelförmigen Einsätzen, die nahezu die gesamte Sektion durchlaufen. Diese Einsätze werden durch die Undulation der Sedimentschicht 5 im Entfernungsbereich von 18.3 bis 21.1 km hervorgerufen (Abb.7.1). Da durch den komplexen Oberbau dieser Reflektorbereich unvollständig abgetastet wurde und die zurückgestreuten diffraktierten Strahlen komplexe Strahlenwege vollziehen, äußern sich die Fehler durch die Laufzeitapproximationen bei der Berechnung der Diffraktionskoeffizienten in einer "ungenügenden Dämpfung" der diffraktierten Einsätze.

Dieses realistische Makromodell zeigt, daß bei Zunahme der Modellkomplexität die Ergebnisse von strahlenseismischen Seismogrammen erheblich von denen der FD-Rechnungen abweichen können. Während die Einsätze der oberen Strukturen, einschließlich der Sedimentschicht 4, recht gut übereinstimmen, weichen die Einsätze der Schichten 5 und 6 erheblich von denen der FD-Rechnungen ab. Dies betrifft sowohl die Kontinuität der Einsätze als auch deren Amplituden- und Phaseninformation. Die Ursache liegt nicht nur in der Komplexität des Strukturmodells begründet, sondern auch in dem verwendeten lateral variablen Geschwindigkeitsfeld. Dieses Geschwindigkeitsfeld verursacht Geschwindigkeitskaustiken bei den Strahlenverläufen, die einerseits eine Zuordnung von beleuchteten und Schattenbereichen nahezu unmöglich machen. Desweiteren wird dadurch eine Interferenzbildung mit den primären Wellenfeldern erschwert, da zusätzliche Phasendrehungen das Signal verändern. Trotz dieser Unzulänglichkeiten sollten auch die Vorteile dieser Methode erwähnt werden. Für diese Modellgröße in Abb.(7.1) wäre eine FD-Rechnung mit realisti-

schen Frequenzen um die 25 Hz nicht mehr durchführbar, ganz zu schweigen von Berechnungen in einem elastischen Medium. Dieses würde bei der Berechnung der Strahlenmethode mit den Edge-Waves nur eine unwesentliche Rechenzeitverlängerung beinhalten. Für dieses Modell benötigte die FD-Rechnung eines Schusses über 13 Stunden auf einer Convex 3220, während die Edge-Wave-Methode, ohne Berücksichtigung der Mehrfachreflexionen aus der Wassersäule, 30 Minuten auf einer Sparc10/30 benötigte. Da bei einer Kontrolle bzw. Interpretation von Modellstrukturen und deren Einsätze meist nur einige wenige Reflektoren von Interesse sind, reduziert sich die Rechenzeit bei der Strahlenmethode nochmals, da Reflektorstrukturen selektiv bearbeitet werden können.

Welche Auswirkungen die unterschiedlichen Detektionsalgorithmen von Modelldiskontinuitäten bei den synthetischen Seismogrammen haben, unter Hinzunahme von Kaustiken, wurde für den Schußpunkt A die Sedimentschicht 3 ausgewählt. In Abb.(7.4a) ist das Strahlen- und Laufzeitdiagramm für diese Reflexion gezeigt, wobei aus Darstellungsgründen nur jeder fünfte Strahl abgebildet wurde. Deutlich wird, welche komplexen Wellenfelder insbesondere zwischen 20.8 und 22.975 km bei dieser scheinbar einfachen Struktur auftreten. Da bei dieser Berechnung nur ein maximaler Laufzeitfehler von $1/8$ der Signalperiode T gewählt wurde, treten Laufzeitschleifen auf, sofern der Laufzeitfehler den Schwellwert nicht überschritten hatte. Diese Bereiche sind mit 1 und 2 im Laufzeitdiagramm gekennzeichnet worden. Wird zusätzlich zur Laufzeitdetektion eine Änderung der Bewegungsrichtung als Detektionsalgorithmus hinzugenommen, so erhält man das Strahlen- und Laufzeitdiagramm in Abb.(7.4b).

Aus der Strahlendichte im Strahlendiagramm wird ersichtlich, daß eine feinere Modellabtastung stattgefunden hat. Dieses macht sich in dem Laufzeitdiagramm dadurch bemerkbar, daß die Laufzeitschleifen aus den Bereichen 1 und 2 der Abb.(7.4a) nun getrennt worden sind. Welche Auswirkung dies bei der Synthetik hat, soll an diesem Reflektor veranschaulicht werden.

Für die Diskussion der verwendeten Algorithmen und Korrekturen in den seismischen Abbildungen, wird zunächst eine kurze Beschreibung der verwendeten Abkürzungen gegeben. Diese Abkürzungen, die jeweils in den Sektionen angezeigt werden, sind folgenderweise zu interpretieren:

Abb.7.4 (folgende Seite): Vergleich von Strahl- und Laufzeitdiagramm für den Schußpunkt A der Sedimentschicht 3 bei unterschiedlichen Detektionsalgorithmen von Modelldiskontinuitäten. In Abb.(7.4a) wurde nur eine Laufzeitvorhersage angewendet. Laufzeitschleifen infolge einer Änderung der Bewegungsrichtung in den Bereiche 1 und 2 wurden nicht detektiert. Falls eine Detektion der Bewegungsrichtung durchgeführt wird (Abb. 7.4b), werden die Laufzeitschleifenbereiche 1 und 2 getrennt.

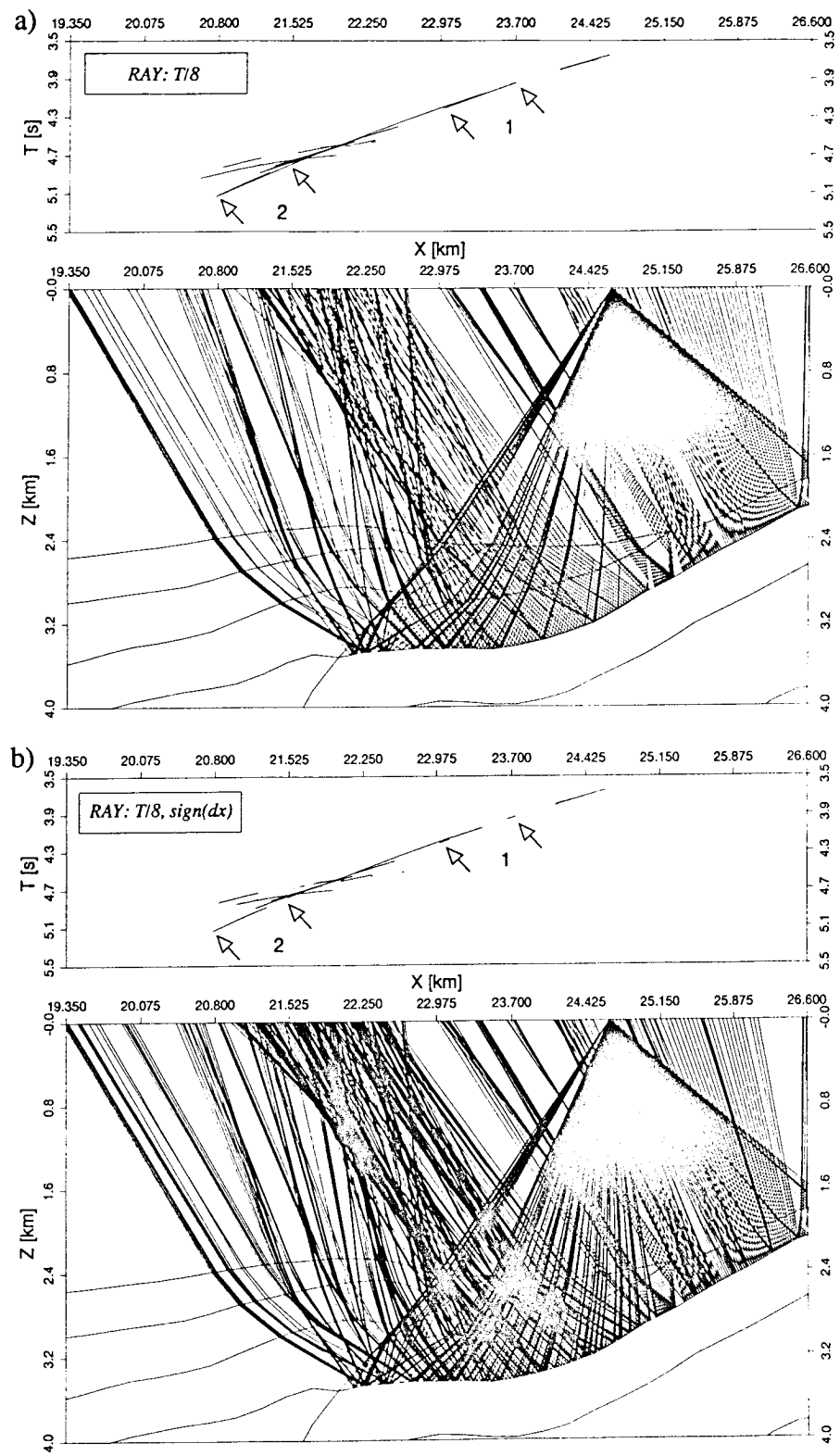


Abb.7.4: (siehe vorhergehende Seite).

- **T/8** beschreibt die maximal erlaubte Laufzeitdifferenz von einer vorhergesagten Laufzeit zu der wahren Laufzeit, ausgedrückt als Bruchteil der Signalperiode. Diese Größe wurde konstant gehalten.
- **sign(dx)** zeigt an, daß eine Änderung der Bewegungsrichtung bei der Wellenfeldanalyse detektiert wurde.
- **sign*(dx)** zeigt an, daß eine Änderung der Bewegungsrichtung bei der Wellenfeldanalyse detektiert wurde, sofern zuvor keine Geschwindigkeitskaustik durchlaufen wurde.
- **konv** gibt an, daß eine Korrektur bei der Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone durchgeführt worden ist, sofern am Diffraktionspunkt ein konvergentes Wellenfeld vorlag und eine Kaustik zwischen Diffraktorlokation und Empfängerenebene auftrat (Kap.4.4).
- **mod** entspricht der modifizierten Edge-Wave-Formulierung, welche die dynamischen Wellenfeldattribute der Diffraktion berücksichtigt (Kap.4.5).
- **orig** entspricht der Original-Edge-Wave-Formulierung, welche die dynamischen Wellenfeldattribute der Diffraktion nicht berücksichtigt.
- **max(lin,zyl)** zeigt an, daß zur Berechnung des Diffraktionskoeffizienten sowohl die Zylinderapproximation als auch die lineare Approximation für jede Oberflächenposition der diffraktierten Strahlen berechnet wurde. Die maximale Laufzeitdifferenz aus den approximierten Laufzeiten und der exakten Laufzeit der Diffraktion wurde für die Berechnung verwendet. Dies beinhaltet eine maximale Dämpfung der diffraktierten Einsätze.
- **lin.** bzw. **zyl.** zeigen an, daß zur Berechnung des Diffraktionskoeffizienten die Lineare- bzw. die Zylinderapproximation verwendet wurde.
- **cover** gibt an, daß eine Überdeckungskorrektur der Amplitudenwerte in der Wellenfeldsynthese durchgeführt wurde, sofern zusammenhängende Laufzeitäste die gleichen Empfängerpositionen beinhalteten.
- **spread** zeigt an, daß die ad hoc-Spreadingkorrektur (Kap.5.4) in der Wellenfeldsynthese verwendet wurde.

Die Sektionen der Schüsse A und B in Abb.(7.2b) und Abb.(7.3b) wurden mit den gleichen Parametern bearbeitet, wie sie in Abb.(7.5a) für den Reflektor der Sedimentschicht 3 aufgelistet sind. Da bei diesen Berechnungen eine Änderung der Bewegungsrichtung nicht detektiert wurde, können Amplitudenoszillationen durch Laufzeitschleifen auftreten. Falls diese Überdeckungskorrektur nicht durchgeführt wird, erhält man das Seismogramm in Abb.(7.5b). Deutlich treten hier die Amplitudenoszillationen in Erscheinung. Die Überdeckungskorrektur führt zu einem wesentlich kontinuierlicheren Amplitudenverlauf im Seismogramm. Für die-

sen Reflektor wäre die Überdeckungskorrektur eigentlich nicht zwingend erforderlich, jedoch können bei Geschwindigkeitskaustiken und einer automatisierten Wellenfeldverfeinerung solche Laufzeitschleifen mehrfach an einer gleichen Stelle auftreten, welches durch ein Hin- und Herpendeln der Strahlen an nahezu dem gleichen Ort entsteht.

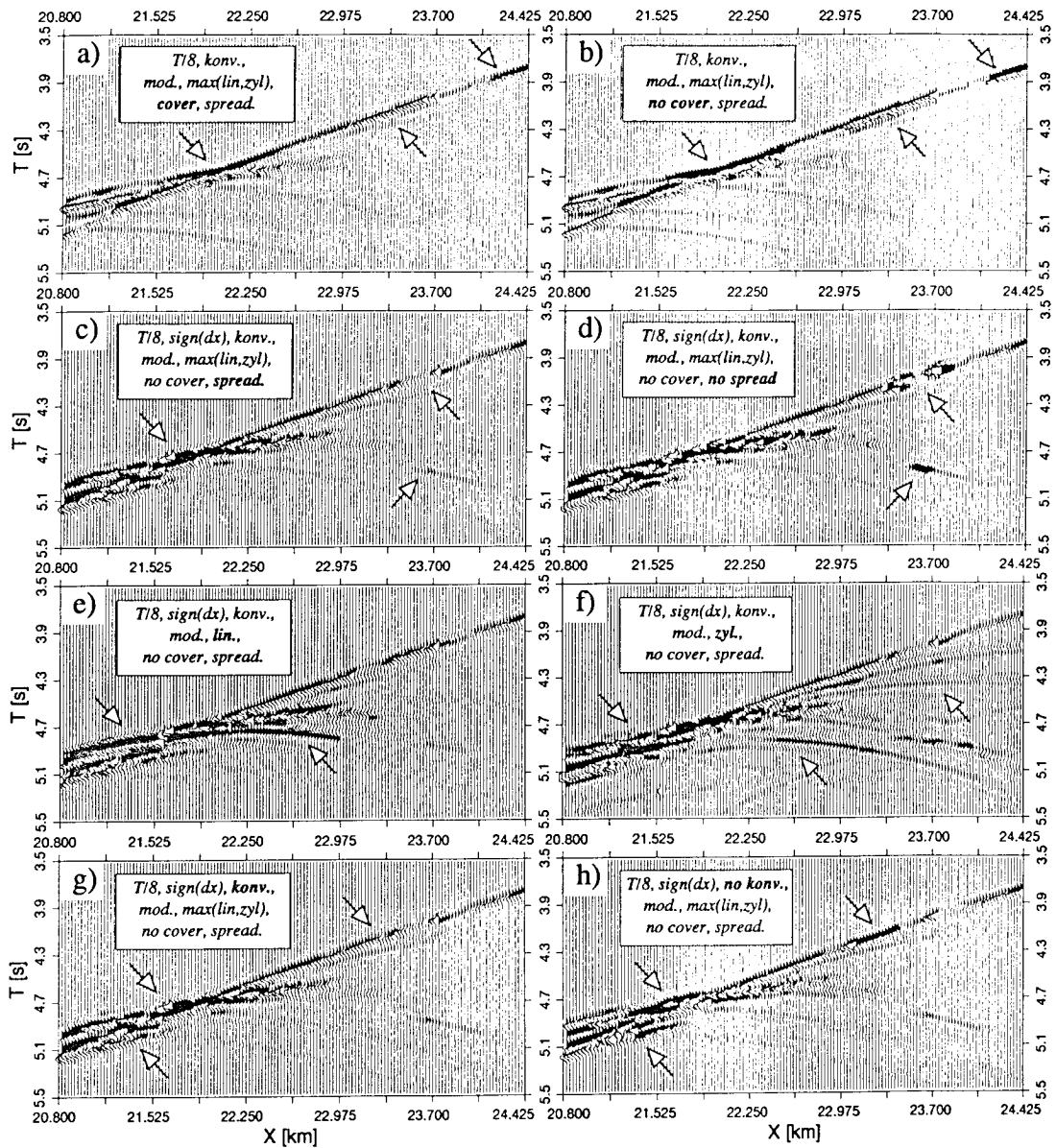


Abb.7.5a-h: Vergleich von Detektionsalgorithmen sowie Korrekturmöglichkeiten für die Sedimentschicht 3 der Schußposition A. Falls nur eine Laufzeitvorhersage zur Detektion verwendet wird (Abb. 7.5a-b), empfiehlt es sich, eine Überdeckungs- sowie Spreadingkorrektur anzuwenden. Wird eine Änderung der Bewegungsrichtung als Detektion hinzugenommen (Abb. 7.5 c-h), ist eine Überdeckungskorrektur nicht notwendig. Eine Spreadingkorrektur (Abb. 7.5c-d) ist jedoch zu empfehlen, ebenso wie eine maximale Dämpfung der diffraktierten Einsätze (Abb. 7.5c-f). Eine Korrektur für konvergente Wellenfelder (Abb. 7.5g-h) ist notwendig, um eine richtige Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone zu gewährleisten.

Wird bei der Wellenfeldanalyse eine Änderung der Bewegungsrichtung als Wellenfeld-diskontinuität detektiert, wodurch eine Überdeckungskorrektur überflüssig wird, so erhält man das Seismogramm in Abb.(7.5c). Dieses Seismogramm zeigt im Vergleich zu Abb.(7.5a) ein vollständig anderes Amplitudenverhalten, insbesondere in dem Entfernungsbereich 20.8 bis 22.975 km, welcher sich im Strahlendiagramm der Abb.(7.4b) durch einen Fokussierungsbereich auszeichnet. Da eine Änderung der Bewegungsrichtung nicht nur durch Reflektorstrukturen hervorgerufen wird, sondern auch durch Geschwindigkeitvariationen, tritt bei dieser Detektionsmethode ein grundlegendes Problem besonders in Erscheinung. Falls eine Geschwindigkeitskaustik in der Nähe der Beobachtungsebene liegt, so werden sehr große Amplituden durch den Spreadingterm hervorgerufen. Da eine automatische Wellenfeld-verfeinerung durchgeführt wird, können gerade diese Bereiche besonders häufig abgetastet werden. Dies gilt insbesondere dann, wenn eine Änderung der Bewegungsrichtung detektiert werden soll. Jedoch auch ohne dieses Detektionsverfahren können diese Bereiche einer verfeinerten Wellenfeldabtastung unterzogen werden, insbesondere dann, wenn sich in der Nähe eine diskontinuierliche Reflektorstruktur befindet. Da in der modifizierten Edge-Wave-Formulierung der Spreadingterm ebenfalls entlang der diffraktierten Strahlen berechnet wird, kann dieses Problem für alle zu berechnenden Wellenfelder auftreten. Aus diesen Gründen wurde eine ad hoc-Beziehung bzgl. des Spreadingterms in Ausbreitungsrichtung und senkrecht dazu aufgestellt (Kap.5.4). Falls diese Spreadingkorrektur nicht durchgeführt wird, so erhält man das Seismogramm in Abb.(7.5d). Deutlich wird hier, daß sowohl der lineare primäre Einsatz von diesem Kaustikproblem betroffen ist als auch diffraktierte Einsätze.

Ein grundlegendes Problem bei der Verwendung der Edge-Wave-Methode ist die benötigte Referenzlaufzeit für das reguläre Wellenfeld. Falls hier unzulängliche Approximationen verwendet werden, treten Amplitudenoszillationen entlang von Diffraktionseinsätzen auf, die durch weitere sekundäre Diskontinuitäten durch das gesamte Modell propagieren können. Um diesen Effekt zu minimieren, insbesondere bei mehrfach diffraktierten Diffraktionen, wurde jeweils die größte Laufzeitdifferenz zwischen einer linearen bzw. Zylinderwellen-Laufzeitapproximation und der diffraktierten Laufzeit gewählt. Welche Ergebnisse man bei Verwendung der linearen Laufzeitapproximation bzw. Zylinderwellen-Approximation erhält, ist in Abb.(7.5e) bzw. Abb.(7.5f) gezeigt. Zum Vergleich der Approximation der maximalen Dämpfung, ist Abb.(7.5c) heranzuziehen. Deutlich ist zu sehen, daß weder die lineare Approximation noch die Zylinderwellenapproximation für alle Einsätze sinnvolle Resultate liefert.

Die Bestimmung von beleuchteter und Schattenzone an einer Modelldiskontinuität wird anhand eines Nachbarstrahls durchgeführt (Kap. 4.3). Diese Zuordnung basiert auf divergenten Wellenfeldanteilen. Falls lineare Geschwindigkeitsgesetze vorkommen, können konvergente Wellenfelder erzeugt werden. Bei konvergenten Wellenfeldern kann unter gewissen

Einschränkungen eine Zuordnung von beleuchteter und Schattenzone gewährleistet werden, sofern das verursachende Geschwindigkeitsgesetz des konvergenten Wellenfeldes vor der Diffraktorlokation auftrat (Kap. 4.4). Falls jedoch auch das divergente diffraktierte Wellenfeld in ein konvergentes Wellenfeld übergeht, kann keine eindeutige Aussage mehr an der Diffraktorlokation über dem beleuchteten oder Schattenbereich in der Empfängerebene vorhergesagt werden, wohl aber in der unmittelbaren Umgebung der Diffraktorlokation. Inwieweit hier noch die Edge-Wave-Methode angewendet werden kann, bleibt fraglich, da bei jedem Durchlaufen von Geschwindigkeitskaustiken eine Phasendrehung von 90° vollzogen wird, und somit die Interferenzbedingung zwischen primären und diffraktierten Wellen nicht mehr gewährleistet ist. Da bei diesem Modell Geschwindigkeitskaustiken auftreten, wurde diese Korrektur für konvergente Wellenfelder angewendet. Ein Vergleich zwischen der Sektion mit Korrektur für konvergente Wellenfelder in Abb.(7.5g) zu einer Sektion ohne Korrektur in Abb.(7.5h) zeigt Unterschiede; aber anhand dieser Sektionen läßt sich keine Aussage machen, ob diese Korrektur notwendig war. Es muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß diese Korrektur für den linearen Einsatz zwischen 22.975 und 24.425 km für das diffraktierte Wellenfeld überprüft wurde und notwendig war, um eine geometrisch richtige Zuordnung der beleuchteten und Schattenzone in der Empfängerebene zu erreichen.

Der Anlaß zur modifizierten Edge-Wave-Formulierung beruhte auf, die explizite Berücksichtigung der dynamischen Wellenfeldattribute der Diffraction explizit zu berücksichtigen, insbesondere weit im geometrischen Schatten (Kap. 4.5). Diese Modifikation konnte in dem synthetischen Beispiel (Kap. 6.1) auch anhand von Vergleichsrechnungen bestätigt werden. Welche Auswirkungen die Berücksichtigung der dynamischen Wellenfeldattribute der Diffraction bei einem realistischen Modell mit auftretenden Geschwindigkeitskaustiken hat, wird in dem nächsten Beispiel deutlich. Dazu wurde im Gegensatz zur Abb.(7.5) das Amplitudenabbruchkriterium unter Berücksichtigung der Spreadingterms angewandt. In Abb.(7.6a) ist das Ergebnis der modifizierten Edge-Wave-Formulierung dargestellt, wobei eine Spreadingkorrektur nicht angewendet wurde, um die entscheidenden Phänomene deutlicher hervorzuheben. Abb.(7.6b) zeigt das Ergebnis bei Verwendung der originalen Edge-Wave-Formulierung. Deutlich zeigen sich in dieser Abbildung langanhaltene Diffraktionsäste mit unverhältnismäßig großen Amplituden. Diese werden dadurch hervorgerufen, daß ein Grenzschatenstrahl des primären Wellenfeldes einen großen Spreadingterm besitzt, aufgrund einer Kaustik nahe der Beobachtungsebene. Die an diesen Grenzschatenstrahl anschließende Diffraction übernimmt die Wellenfeldattribute des Grenzschatenstrahls und gibt diese an alle nachfolgenden Diffraktionen höherer Ordnung weiter. Bei der modifizierten Formulierung (Abb. 7.6a) hingegen werden die Wellenfeldattribute explizit entlang des strahlengeometrischen Weges der Diffraktionen berücksichtigt. Hier können im Gegensatz zur originalen Formulierung diese Phänomene der Amplitudenüberhöhung nur lokal, aber

auch bei Diffraktionen höherer Ordnung auftreten, unabhängig von den Attributen des Grenzschatenstrahls.

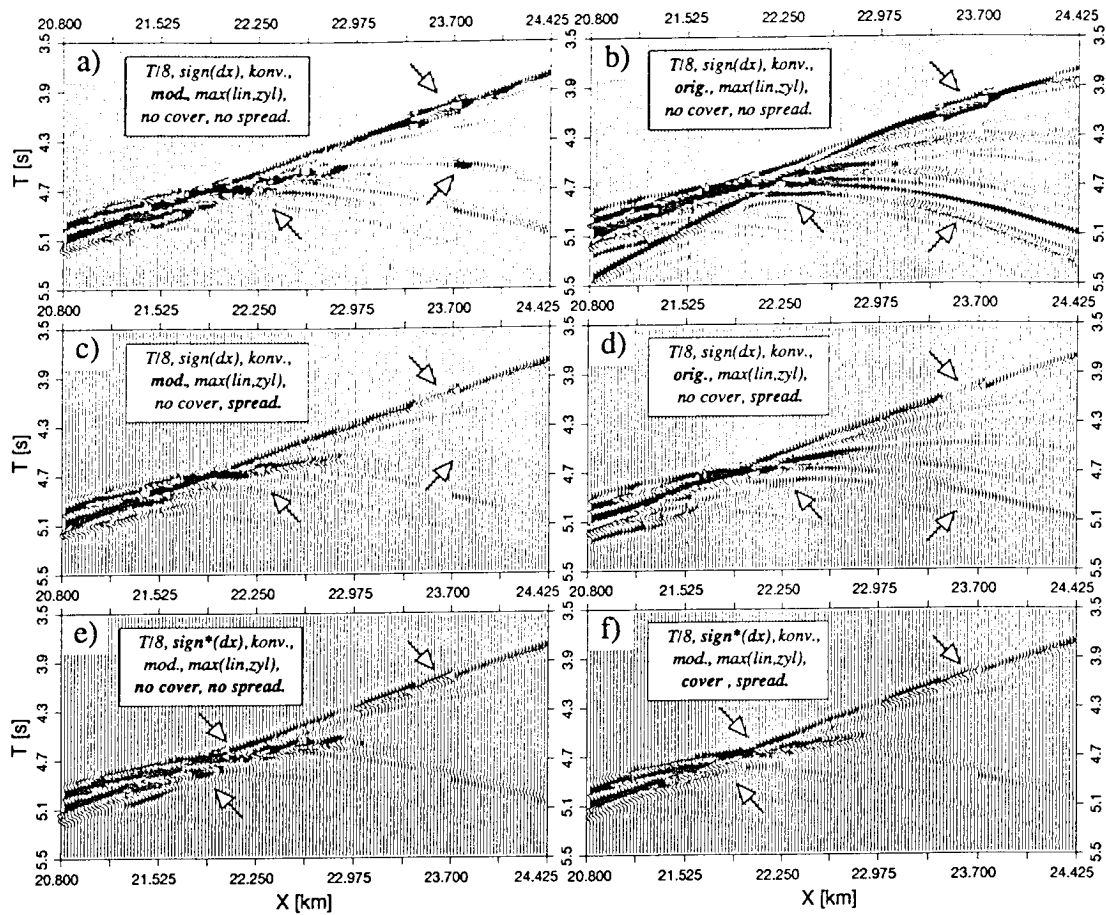


Abb.7.6: Vergleich der modifizierten und der originalen Edge-Wave-Formulierung. Falls ein Grenzschatenstrahl bei der originalen Edge-Wave-Formulierung in der Nähe einer Kaustik nahe der Beobachtungsebene liegt, werden die zugehörigen Diffraktionen den großen Spreadingterm des Grenzschatenstrahls übernehmen (Abb. 7.6b). Dies wird bei der modifizierten Edge-Wave-Formulierung unterbunden, jedoch können lokale Amplitudenüberhöhungen bei diffraktierten Einsätzen auftreten (Abb. 7.6a). Eine Spreadingkorrektur vermindert diese Effekte sowohl bei der modifizierten, als auch bei der originalen Formulierung (Abb. 7.6c-d). Falls eine Änderung der Bewegungsrichtung nur dann detektiert wird, wenn zuvor keine Geschwindigkeitskaustik durchlaufen wurde (Abb. 7.6e), werden diese Amplitudenüberhöhungen vermindert. Eine zusätzliche Überdeckungs- sowie Spreadingkorrektur führt zu einem kontinuierlicheren Amplitudenverlauf (Abb. 7.6f).

Inwieweit hier die ad hoc-Spreadingkorrektur eine Korrekturmöglichkeit bietet, ist in Abb.(7.6c) und Abb.(7.6d) für den modifizierten und den Original-EWA gezeigt. Deutlich wird, daß diese Korrektur bei der Verwendung des Original-EWA notwendig ist, und daß lokale Amplitudenüberhöhungen bei der modifizierten Formulierung unterdrückt werden.

Das Auftreten eines großen Spreadingterms in einem Profilbereich wird dann häufiger, wenn es eine Änderung der Bewegungsrichtung zu detektieren galt. Da diese Amplitudenüberhöhungen mit Geschwindigkeitskaustiken verbunden sind, die wiederum mit einer Änderung der Bewegungsrichtung verknüpft sind, werden gerade diese sensiblen Bereiche besonders fein abgetastet.

Aus dieser Erkenntnis kann eine Bedingung an die Detektion der Änderung der Bewegungsrichtung derart geknüpft werden, daß diese nur anzuwenden ist, sofern zuvor keine Geschwindigkeitskaustik durchlaufen wurde. Bei der Einführung dieser zusätzlichen Bedingung erhält man für den modifizierten EWA das Seismogramm in Abb.(7.6e). Deutlich zeigen sich wesentlich weniger Diskontinuitäten im Vergleich zur Abb.(7.6a). Insbesondere wurden die Kaustikbereiche auf dem linearen Einsatz nicht einer Wellenfeldunterteilung unterzogen. Da bei dieser Methode wieder Laufzeitschleifen auftreten können, wird eine Überdeckungskorrektur notwendig. Jedoch eröffnet diese zusätzliche Bedingung bei der Bewegungsrichtungsdetektion die Möglichkeit, strukturelle Kaustiken zu detektieren, während Geschwindigkeitskaustiken umgangen werden. Eine zusätzliche Anwendung einer Spreadingkorrektur (Abb. 7.6f) korrigiert auch die Amplituden der Einsätze, welche von einer Strukturdiskontinuität herrühren und nahe einer Geschwindigkeitskaustik in der Empfängerebene liegen.

Trotz all dieser Korrekturen, die für eine Anwendung des EWA bei komplexen Modellen notwendig waren, können lokale Amplitudendiskontinuitäten sowie "künstliche" Diffraktionseinsätze nicht ausgeschlossen werden. Dies liegt in einer unvollständigen Interferenzbildung begründet. Wie in Kap.(3.1.2) gezeigt wurde, erhält man für kleine Reflektorelemente, aufgrund der destruktiven Interferenz von benachbarten Diffraktionen (Abb.3.11c), keine signifikanten Amplituden. Dies setzt allerdings voraus, daß die beiden zugehörigen Grenzschatenstrahlen annähernd das gleiche Amplitudenverhalten aufweisen. Falls dies nicht eintritt, wenn z.B. nur der eine Grenzschatenstrahl eine Kaustik durchlaufen hat, wird diese grundlegende Interferenzbedingung des EWA nicht mehr erfüllt.

7.2 Krustale Detachmentverwerfung westlich der iberischen Halbinsel

Der galizische Kontinentalrand vor Spanien, welcher durch Extension und Ausdünnung der Lithosphäre charakterisiert ist, zeigt eine prägnante innerkrustale Reflexion. Diese Reflexion, welche als *S*-Reflexion bezeichnet wird, ist als Detachmentverwerfung interpretiert worden und stellt eine Abscherung innerhalb des Kristallins dar. Anhand einer Vielzahl von Reflexionsprofilen und der Verwendung der Tiefenmigration vor dem Stapeln wurden Makromodelle erstellt, um die wahre Tiefenlage dieser Struktur zu kartieren (Krawczyk, 1995). Dies wurde notwendig, da oberhalb dieser Struktur gekippte Krustenblöcke vorliegen,

welche eine laterale Geschwindigkeitsvariation hervorrufen, womit Fokussierungs- und Defokussierungsphänomene des *S*-Reflektors in Erscheinung treten. Inwieweit die gewonnenen Makromodelle der Krustenstruktur mit den Einsätzen der Originaldaten übereinstimmen, soll anhand eines Profilbereichs der seismischen Linie *GP12* überprüft werden.

In Abb.(7.7) ist der Profilbereich von 21.5 bis 36.5 Kilometer gezeigt. Die Schichten 2 bis 5 werden als Post- und Synrift Sedimente bezeichnet und weisen Geschwindigkeiten von 1.9 bis 2.8 km/s auf. Die Schicht 6 repräsentiert Pre-Rift Sedimente mit Geschwindigkeiten von 3.3 km/s für den oberen Bereich, die bis auf 3.6 km/s im unteren Bereich zunehmen. Die kristalline Oberkruste oberhalb der *S*-Reflexion wird durch die Schicht 7 repräsentiert, welche durch eine Geschwindigkeit von 5.5 km/s charakterisiert ist. Unterhalb der *S*-Reflexion in der Schicht 8 wurde eine Geschwindigkeit von 6.7 km/s angenommen. Hier liegen keine Information aus den Reflexionsdaten vor, jedoch konnte durch spezielle Amplitudenuntersuchungen, mit Hilfe der Meeresbodenreflexion und der zugehörigen Multiplen im Vergleich zur *S*-Reflexion, der Reflexionskoeffizient abgeschätzt werden (*Reston et al., 1995*).

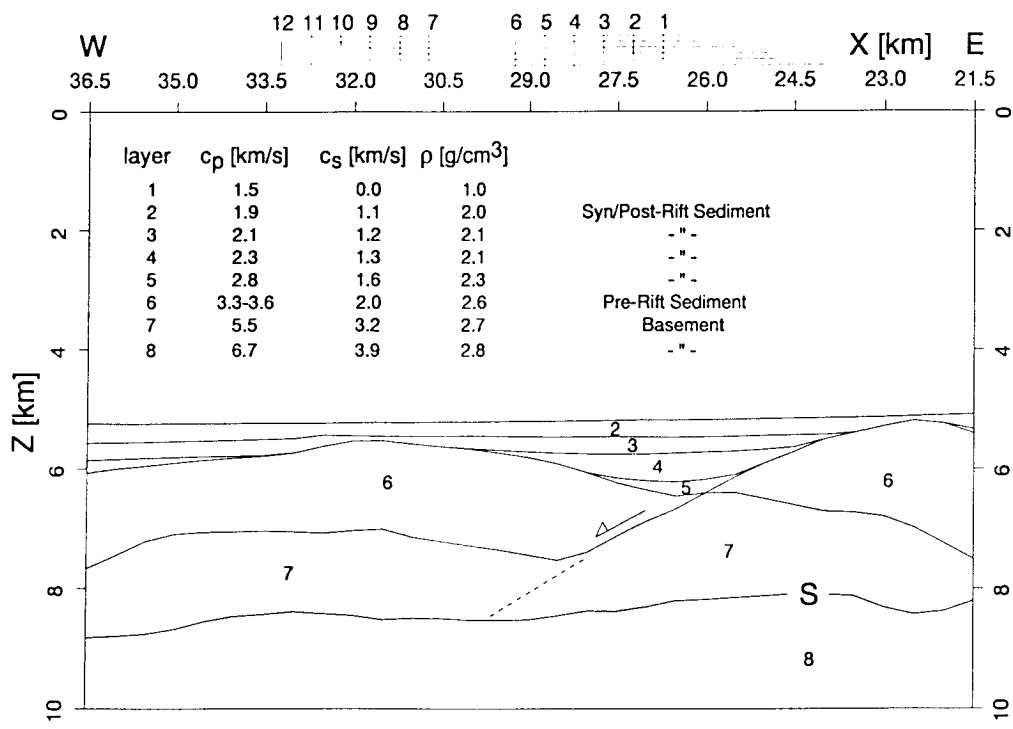


Abb. 7.7: Strukturmodell mit der Zuordnung der elastischen Parameter für das Reflexionsprofil *GP-12*. Infolge der Extension fand eine Abscherung der Einheiten Pre-Rift Sediment und Basement bis zur Detachment-verwerfung *S* statt. An den Schußpositionen 1- 12 wird eine seismische Vorwärtsmodellierung durchgeführt.

Die Verwerfung zwischen den gekippten Krustenblöcken ist im Modell gestrichelt eingezeichnet worden, da diese nicht als Geschwindigkeitskontrast in das Makromodell eingegangen ist. Um die Variation der Reflexionen zu veranschaulichen, werden von West nach Ost die Schußpositionen 12 bis 1 aus der Abb.(7.7) gezeigt. Die Empfängerpositionen bzgl. einer Schußposition wurden hier durch die horizontale Auslagenlänge des Hydrophonkabels symbolisiert.

Für die Modellierung der Einzelschüsse mit dem EWA wurde eine Signalfrequenz von 25 Hz zugrundegelegt, wobei diese Rechnungen für ein elastisches Medium durchgeführt wurden. Zur Trennung der Wellenfeldanteile und zur Bestimmung der Diffraktorlokationen der Edge-Waves wurde ein maximaler Laufzeitfehler von 0.005 Sekunden erlaubt, was 1/8 der Signalperiode entspricht. Da eine Änderung der Bewegungsrichtung bei der Wellenfeldanalyse nicht berücksichtigt wurde, ist eine Überdeckungskorrektur bei der Wellenfeldsynthese angewandt worden. Zusätzlich wurde eine Korrektur für konvergente Wellenfelder angebracht sowie eine Spreadingkorrektur. Diese Korrekturen waren notwendig, da in dem Geschwindigkeitsmodell sowohl laterale als auch vertikale Gradienten vorlagen.

In der Abb.(7.8) und Abb.(7.9) sind jeweils die realen und synthetischen Seismogramme der Schußpositionen 12 bis 7 bzw. 6 bis 1 gezeigt. Für die Schußpositionen 12 bis 7 in Abb.(7.8) zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Laufzeiten für den Übergang Syn/Post-Rift Sedimente zu den Pre-Rift Sedimenten bei 7.3-7.6 Sekunden. Dies gilt ebenfalls für den S-Reflektor bei 8.7-8.9 Sekunden. Die Amplitudenvariationen der Reflexionen in den synthetischen Daten, insbesondere des S-Reflektors, können stellenweise in den realen Daten wiedergefunden werden. Auffallend ist jedoch, daß die starke Reflexion in den modellierten Schüssen 12 bis 10, die den Übergang Pre-Rift Sediment zum kristallinen Basement bei 8.2-8.3 Sekunden repräsentiert, nicht in den realen Daten vorhanden ist. Anders verhält es sich bei den Schußpositionen 9 bis 7. Hier zeigt sich sowohl bei der Laufzeit als auch bei den Amplitudenvariationen eine annehmbare Überstimmung für diese Übergangszone mit den realen Daten. Dies läßt sich dahingehend interpretieren, daß die mittlere Geschwindigkeit für den Bereich Pre-Rift Sediment und kristallines Basement recht gut erfaßt worden ist. Jedoch zeichnet sich diese Übergangszone nicht als kontinuierlich durchgehende Grenzfläche ab.

Für die Schußpositionen 6 bis 1 in Abb.(7.9), wo die Verwerfungszone der Krustenblöcke überdeckt wird, sind starke laterale Variationen der Amplituden der S-Reflexion bei 8.9 Sekunden zu beobachten. Diese korrelieren gut mit den Schußpositionen 6 bis 4 und 1, jedoch weisen sie in den Schußfamilien 3 und 2 keine Übereinstimmung auf. Dies liegt in dem undulierten Verlauf der Reflektorstruktur im Entfernungsbereich zwischen 29 und 26 km begründet (siehe Abb. 7.7).

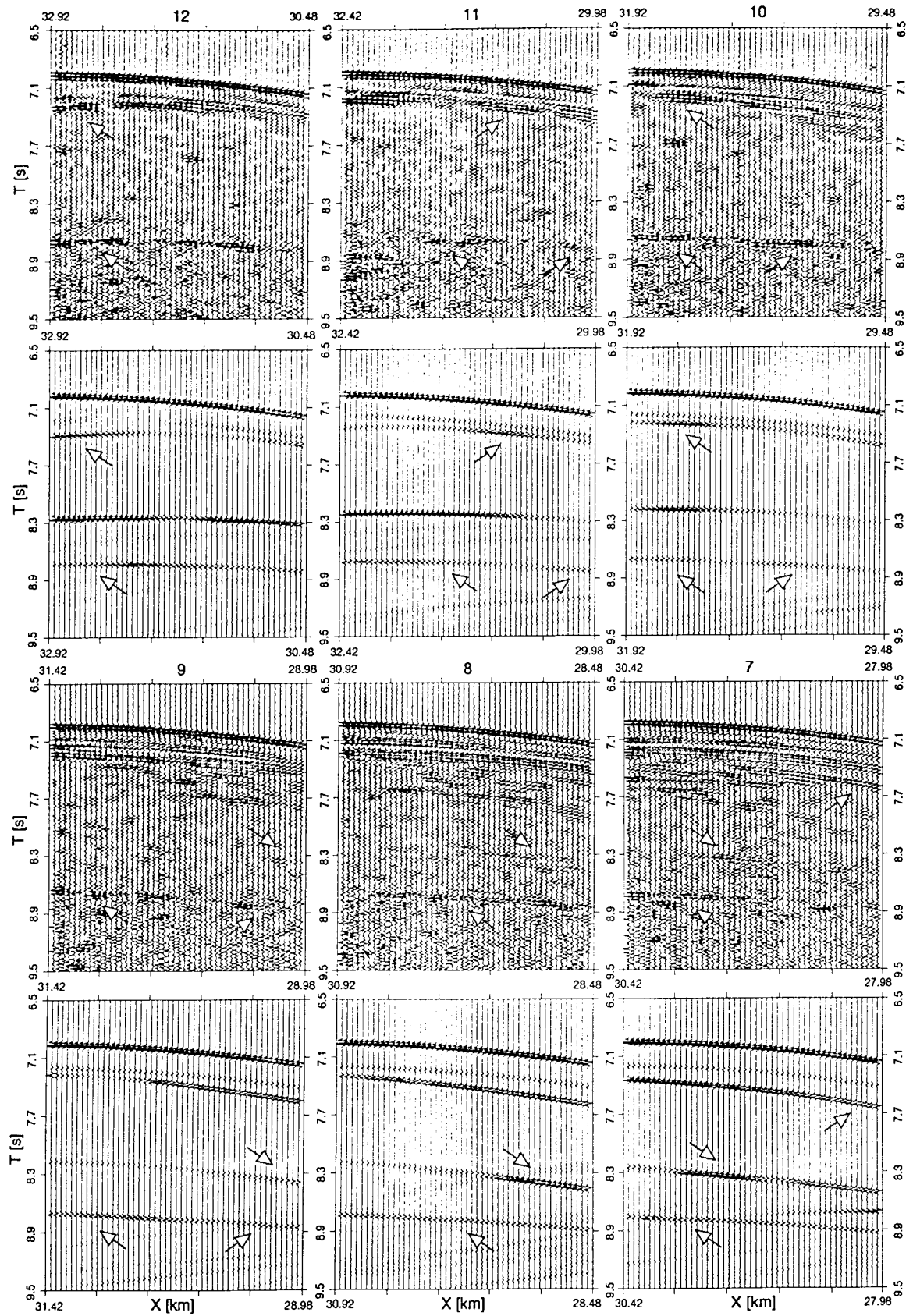


Abb. 7.8: Vergleich von realen zu synthetischen Seismogrammen für die Schußpositionen 12 bis 7.

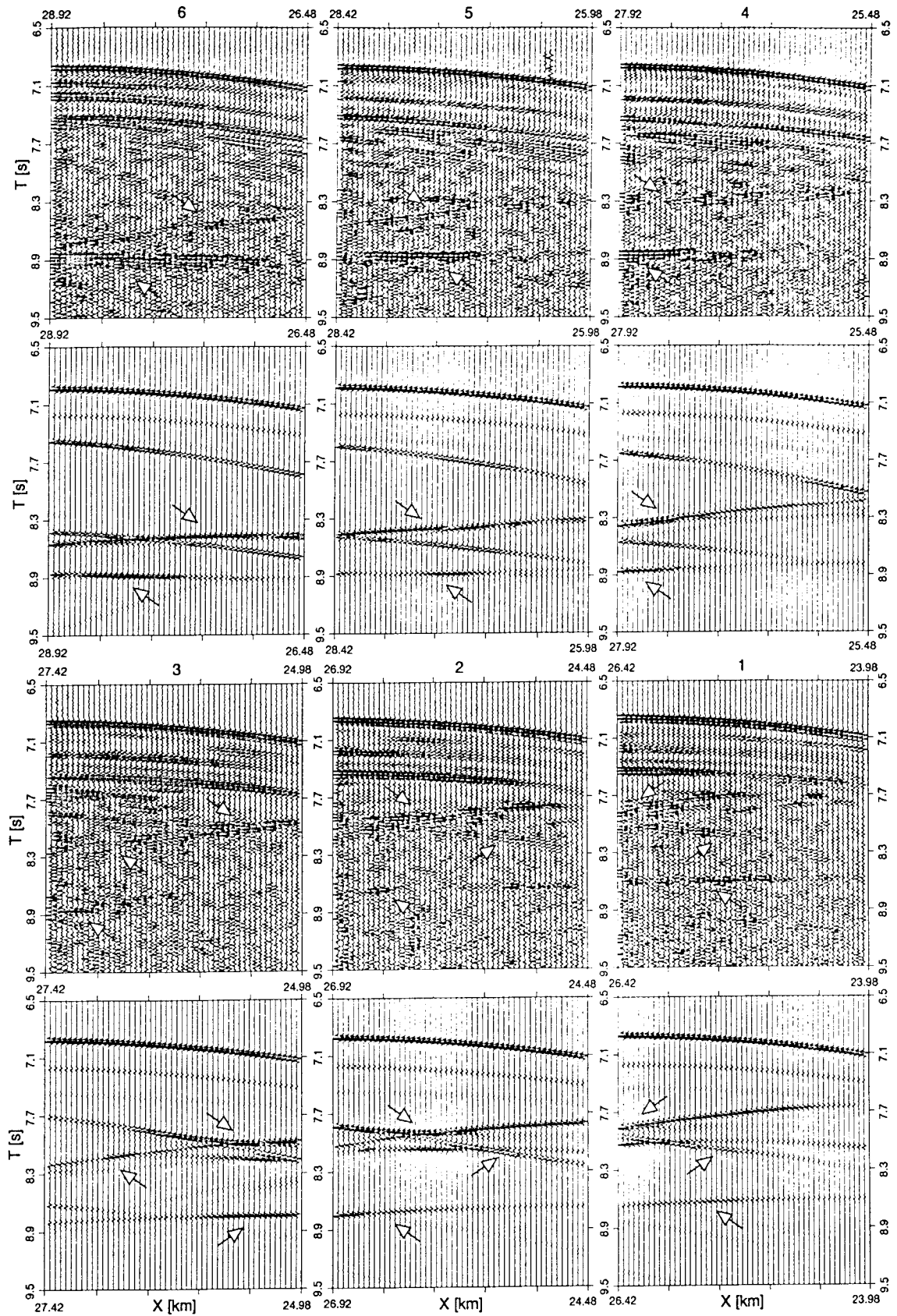


Abb. 7.9: Vergleich von realen zu synthetischen Seismogrammen für die Schußpositionen 6 bis 1.

Der Übergang Syn/Post-Rift Sediment zu Pre-Rift Sediment wurde für alle Schußpositionen recht gut erfaßt, wobei besonders der Fokussierungsbereich zwischen 7.7 und 8.3 *Sekunden* der Positionen 3 bis 1 eine gute Anpassung zeigt. Die eigentliche Verwerfung der Krustenblöcke wird für die Schüsse 4 und 3 durch den Übergang Pre-Rift Sediment zu kristallinem Basement modelliert und zeigt auch eine gute Übereinstimmung mit den realen Daten. Für die Schußpositionen 6 und 5 repräsentieren die Einsätze im synthetischen Seismogramm zwischen 8.3 und 8.6 *Sekunden* nicht die Verwerfungszone, da diese nicht in dem Modell explizit als Geschwindigkeitskontrast eingegangen ist, sondern den Übergang Pre-Rift Sediment zu kristallinem Basement. Dies zeigt sich insbesondere an der Schußposition 6, wo nahezu keine Übereinstimmung zwischen realem und synthetischem Seismogramm vorliegt.

Anhand dieser Gegenüberstellung vom erarbeiteten Makromodell mit Hilfe der Tiefenmigration und den Originaldaten wird deutlich, daß dieses Modell recht gut die Laufzeiten der realen Daten erfüllt. Leichte Unstimmigkeiten sind für den S-Reflektor vorhanden, welche sich durch Fokussierungs- und Defokussierungszonen auszeichnen, und nicht vollständig anhand der realen Daten belegt werden können. Für den Übergang von Pre-Rift Sedimenten zum kristallinen Basement scheinen kleinräumige laterale Heterogenitäten sowie ein graduel-ler Übergang der elastischen Parameter bei dieser Grenzfläche eine kontinuierliche Reflexion zu unterbinden.

Eine Zuordnung von Fokussierungs- und Defokussierungsbereichen in Schußfamilien zu Modellstrukturen bedarf der Hilfe von Strahlendiagrammen. In Stapelsektionen bzw. migrierten Seismogrammen werden kleinräumige Fokussierungsbereiche in komplexen Modellen durch die horizontale Superposition mit ihren vereinfachten Modellannahmen vermindert auftreten. Welche Auswirkungen laterale Undulationen von Reflektoren auf ein Seismogramm haben, wird besonders deutlich in einer common-offset Sektion. Um die Auswirkungen der Undulation des S-Reflektors zu untersuchen, wurden für das Modell in Abb.(7.7) in dem Bereich von 23 bis 33 *Kilometer* 98 Schüsse synthetisch berechnet und jeweils die zero-offset Spur jedes Schusses dargestellt. Diese Sektion ist in Abb.(7.10) einer Nahspursektion des realen Datensatzes gegenübergestellt worden. Deutlich zeigen sich sowohl in den realen Daten als auch den synthetischen Daten zwei markante Fokussierungsbereiche bei 28 und 29 *km*. Ein weiterer Fokussierungsbereich bei 30.5 *km* in den realen Daten wird bei der Modellierung mit dem verwendeten Modell nicht angezeigt. Diese Sektion verdeutlicht nochmals, daß die Strahlenmethode mit der Ergänzung der Edge-Waves realistische Seismogramme liefert und eine Interpretationshilfe bei Detailfragestellungen bzgl. der Untergrundstrukturen bietet, sofern nicht die Grenzen der Strahlenmethode überschritten wurden.

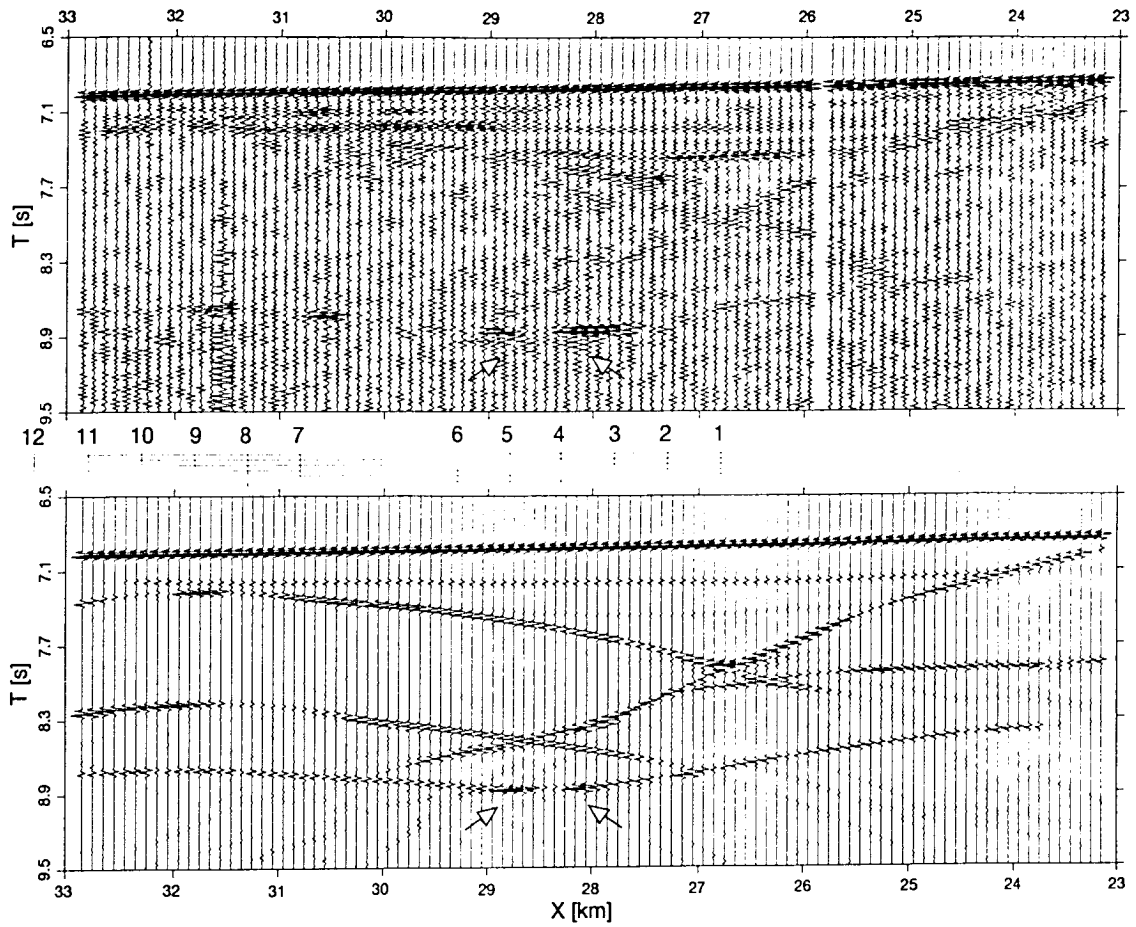


Abb. 7.10: Vergleich einer Nahpursektion der realen Einzelschüsse zu einer synthetisch berechneten Sektion. Auffallend ist die gute Übereinstimmung der Fokussierungsbereiche bei 29 und 28 km.

8 Diskussion und Ausblick

Die strahlenseismische Modellierung unter Berücksichtigung von Mehrfachdiffraktionen mit Hilfe der Edge-Waves kann durchaus als attraktive und effiziente Methode eingestuft werden, um realistische synthetische Seismogramme zu berechnen. Durch die automatische Lokalisierung und Generierung von Diffraktionen und Mehrfachdiffraktionen mittels einer neuartigen Analysetechnik wird erstmals eine routinemäßige Anwendung ermöglicht.

Unabhängig von dieser generell positiven Bilanz dieser Methode soll hier jedoch hinterfragt werden, wo Einschränkungen und Vorzüge dieser Methode und ihrer Realisierung bestehen. Dazu werden einige Punkte, die schon in den vorangegangenen Kapiteln angesprochen worden sind, nochmals aufgegriffen und ergänzt.

8.1 Die Modellparametrisierung

Bei der Verwendung eines Zellen-Raytracings mit einem Modellaufbau aus stückweise geraden Grenzflächen ist eine Erweiterung mit dem EWA zu empfehlen. Hier hat der EWA zwei Aufgaben zu erfüllen. Einerseits müssen die künstlich herbeigeführten Schatten- und Fokussierungszonen ausgeglichen werden, andererseits müssen reale Diskontinuitäten mit ihren Diffraktionserscheinungen realistisch wiedergegeben werden. Wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, kann der EWA beide Anforderungen erfüllen. Bei realistischen Modellen mit Mehrfachsichtung und unter Berücksichtigung von Mehrfachdiffraktionen wächst allerdings die Anzahl der zu berechnenden diffraktierten Wellenfelder exponentiell. Um die künstlich herbeigeführten Diffraktionen, welche den größten Anteil der zu berechnenden Wellenfelder ausmachen, zu unterbinden, wäre die Vorgabe von geraden und analytisch gekrümmten Grenzflächen notwendig. Dies stellt zwar eine höhere Anforderung an den Modellaufbau, jedoch könnte durch diese Kombination eine Vielzahl von Unzulänglichkeiten, die durch unvollständige Interferenzbildung von benachbarten Scheindiffraktionen entstehen, vermindert werden, ohne Verlust der Effizienz des Zellen-Raytracings und der Simulation von realen Diffraktionsphänomenen. Bei der hier durch Polygonzüge vorgestellten Modellparametrisierung ist deshalb eine grobe Strukturdiskretisierung zu empfehlen, insbesondere dann, wenn laterale und vertikale Geschwindigkeitsgradienten vorliegen.

8.2 Wellenfeldanalyse und Identifizierung der Diffraktorpositionen

Die Methode der Wellenfeldanalyse zur Bestimmung der Diffraktorpositionen stellt neben der expliziten Vorgabe von Diffraktorpositionen eine neue und alternative Methode dar, um den Edge-Wave-Algorithmus zu realisieren. Das Prinzip der Wellenfeldunterteilung mit der ausschließlichen Zuordnung von Diffraktorlokationen in komplexen Modellbereichen durchzuführen, ist ein effizienter und notwendiger Ansatz bei realistischen Modellen. Hierdurch wird ein nahezu kontinuierlicher Übergang von dem Prinzip der Huygensschen Elementarwellen zu der klassischen Strahlentheorie ermöglicht. So werden Wellenfelder durch eine Vielzahl von Edge-Waves simuliert, wenn das primäre Wellenfeld von "gekrümmten" Grenzflächen reflektiert bzw. durch sie transmittiert wird, während bei geraden Grenzflächen nur die klassische Strahlenrepräsentation des primären Wellenfeldes zur Anwendung kommt. Um dies zu ermöglichen, muß jedoch eine intelligente Erkennung solcher Übergänge stattfinden. Der Ansatz, diese Übergänge anhand der Wellenfeldattribute zu steuern, entlastet den Anwender erheblich. Jedoch muß hier wieder auf analytische Fortsetzungsmethoden zurückgegriffen werden, die nur beschränkt gültig sind. So kann es vorkommen, daß eine Wellenfeldänderung aufgrund der zufälligen Übereinstimmung von analytisch fortgesetzten und wahren Wellenfeldattributen nicht richtig erkannt wird. Dies liegt häufig in einer unzureichenden Strahlabtastung des Modells begründet. Eine hohe Anfangsstrahlendichte, die eine Abtastung aller signifikanten Strukturelemente gewährleistet, vermindert diese Fehlerquelle.

Um eine größere Sensibilität dieser Analyse zu erreichen, könnten auch weitere Wellenfeldattribute der Wellenausbreitung, wie z.B. die Änderung der Inzidenz- und Exzidenzwinkel oder die Strahlkrümmung an Grenzflächen, hinzugezogen werden. Desweiteren wäre eine moderne Cluster-Analyse an allen Wellenfeldattributen, im Gegensatz zu der hier verwirklichten Einzelanalyse der Wellenfeldattribute, erstrebenswert.

Durch die Überprüfung der Wellenfeldattribute während der Propagation im Medium bietet die Wellenfeldanalyse, mit ihrer Bestimmung von möglichen Diffraktorlokationen, für den Anwender einen großen praktischen Nutzen. So können durch die Schwellwertangaben diejenigen Diskontinuitäten unterdrückt werden, welche durch eine grobe Modellabtastung hervorgerufen werden und wesentlich kleiner sind als die seismische Auflösung einer vorgegebenen Frequenz. Für die kinematische Wellenfeldanalyse mittels eines Laufzeitfehlers haben sich Schwellwerte von $1/8$ - $1/64$ der verwendeten Schwingungsperiode als sinnvolle Erfahrungswerte ergeben. Für die dynamische Wellenfeldanalyse anhand der Amplitudenänderung sind Schwellwerte von 50-100% verwendet worden. Falls Kaustiken im Wellenfeld auftreten sollte, bei diesen Detektionsalgorithmen eine Überdeckungskorrektur in der Wellenfeld-Synthese durchgeführt werden. Wird bei der Wellenfeldanalyse eine Änderung der horizontalen Bewegungsrichtung der Strahlen hinzugenommen, ist eine Überdeckungskorrektur

nicht notwendig. Dieser Detektionsalgorithmus sollte jedoch bei komplexen Modellen vermieden werden, da er bei einer Modellparametrisierung durch Polygonzüge eine Vielzahl von Diffraktionen generiert. Ferner werden durch diesen Algorithmus auch Geschwindigkeitskaustiken detektiert, für den der EWA keine Gültigkeit besitzt.

Unzulänglichkeiten bei der Zuordnung von automatisch bestimmten Diffraktorpositionen zu realen Modelldiskontinuitäten treten auf, wenn der Gültigkeitsbereich der Strahlenmethode überschritten wird. Das vorgegebene Untergrundmodell wird in diesen Fällen durch ein Ersatzmedium beschrieben, welches aus der Strahlabtastung des Strukturmodells hervorgeht. Dieses Ersatzmedium kann Diskontinuitäten aufweisen, welche nicht in dem Originalmodell vorlagen.

Ein Anwendungsbereich der Wellenfeldanalyse mit der Identifizierung von Diffraktorpositionen wäre für einen Edge-Wave-Algorithmus gegeben, der nur Diffraktionen erster Ordnung berücksichtigten würde. Diffraktierte Wellenfelder könnten allein mit Hilfe von Laufzeitapproximationen simuliert werden. Entlang nur eines Strahls, ausgehend von einer detektierten Diffraktorlokation bis zur Beobachtungsebene, müßten die paraxialen Größen berechnet werden. Eine explizite Berechnung von diffraktierten Strahlen und Laufzeiten wäre nicht mehr nötig. Dies würde einen Edge-Wave-Algorithmus darstellen ohne zusätzlichen Rechenaufwand im Vergleich zum gewöhnlichen Raytracing, allerdings auch ohne Berücksichtigung von Mehrfachdiffraktionen. Aus diesen Überlegungen könnte auch das Problem einer zuverwendenden Wellenfrontkrümmung bei einer Gaussian-Beam-Methode gelöst werden, indem für ein diskontinuierliches Wellenfeld die paraxialen Größen eines Strahls von einer detektierten Modelldiskontinuität bis zur Beobachtungsebene mit übergeben werden würden.

8.3 Grenzschatenstrahl und die Wellenfeldattribute der Diffraktionen

Die Methode des EWA erhält ihre Attraktivität dadurch, daß die Berechnung des Diffraktionskoeffizienten auf rein kinematischer Basis beruht und keine grundsätzlichen Bedingungen bzgl. des primär generierenden Wellenfeldes zugrundelegt. Dadurch kann eine kaskadierte Anwendung zur Berechnung von diffraktierten Diffraktionen ohne zusätzliche Erweiterungen durchgeführt werden. Jedoch muß bei dieser Parametrisierung des Diffraktionskoeffizienten, anhand von Laufzeitdifferenzen in der Beobachtungsebene, bei inhomogenen Medien auf Laufzeitapproximationen zurückgegriffen werden. Die vorgestellten Laufzeitapproximationen nutzen nur die Attribute eines Grenzschatenstrahls und die wahre Strahlposition des diffraktierten Strahls, um die zugehörige Referenzlaufzeit an dieser Strahlposition zu berechnen. Alternativ zu diesem Ansatz wurden auch eine Reihe von Verfahren getestet, die die Attribute des Grenzschatenstrahls und den Exzidenzwinkel am Diffraktor-

punkt berücksichtigen. Diese Approximationen führen dazu, daß nicht der wahre Ort des diffraktierten Strahls verwendet wird, sondern eine approximierte Strahlposition. Für diese approximierten Strahlpositionen können dann wieder die unterschiedlichen Laufzeitapproximationen für das reguläre und diffraktierte Wellenfeld verwendet werden. Diese Verfahren verhindern im allgemeinen ein Oszillieren der Diffraktionsamplituden, jedoch kann eine sinnvolle Dämpfung der Diffraktionsamplituden auch hier nicht immer gewährleistet werden. Dies liegt darin begründet, daß diese Approximationen von Ersatzmedien ausgehen, welche allein aus den Attributen des Grenzschatenstrahls hervorgehen und nicht die wahren Gegebenheiten des Modells fernab des Grenzschatenstrahls berücksichtigen. Hier liegt die Hauptschwierigkeit bei der Realisierung des EWA in inhomogenen Medien. Da nahezu alle Möglichkeiten der Approximationsverfahren unter Zuhilfenahme des Grenzschatenstrahls zu keinen befriedigenden Ergebnissen führten, sind hier neue Ansätze notwendig.

Aufgrund der erkannten Unzulänglichkeiten einer Modellrepräsentation anhand eines Strahls, dem Grenzschatenstrahl, wäre zu überlegen, ob die Attribute diffrakter Strahlen zu einer Abschätzung mit hinzugenommen werden könnten, da diese Strahlen die bislang unbekannten Modelländerungen durchlaufen. Da in erster Näherung ebenfalls die gesuchten regulären Referenzstrahlen die gleichen Modelländerungen sehen werden, könnte eine Realisierung derart vorgenommen werden, daß anhand einer approximierten Diffraktionslaufzeit und der wahren Diffraktionslaufzeit ein Korrekturterm für die Referenzlaufzeiten errechnet wird.

Eine weitere Annahme des EWA, daß in dem zugehörigen primären Wellenfeld des Grenzschatenstrahls keine signifikanten Änderungen in der Dynamik vorliegen dürfen, wird häufig verletzt. So wäre es konsequenterweise nicht erlaubt, eine sekundäre Diffraktion in der Schattengrenzumgebung zu generieren, da hier die größten Amplitudenvariationen von Diffraktionen vorliegen. Gravierender ist es jedoch, falls ein Grenzschatenstrahl in die Nähe einer Geschwindigkeitskaustik nahe der Beobachtungsebene vorliegt. Hier können Amplitudenvariationen um ein Vielfaches in einem infinitesimalen Bereich auftreten, sowie Phasenänderungen, welche durch das Durchlaufen von Kaustiken bedingt sind. Dies führt dazu, daß eine Interferenz mit dem diffraktierten und primären Wellenfeld bzw. von benachbarten diffraktierten Wellenfeldern nicht mehr gewährleistet werden kann. Dieses Phänomen wird besonders deutlich bei kleinen Reflektorelementen, wo man keine signifikanten Amplitudenwerte aufgrund der destruktiven Interferenz von benachbarten diffraktierten Wellenfeldern erwarten würde. Dies könnte vermindert werden, indem man eine Glättung des Spreadingterms innerhalb einer Fresnelzone für diffraktierte und primäre Wellenfelder vornimmt. Die hier vorgestellte ad hoc-Spreadingkorrektur stellt nur eine aus der Anwendung abgeleitete Korrektur dar.

Die Amplituden der Diffraktionen in der originalen Edge-Wave-Formulierung werden bestimmt durch den Diffraktionskoeffizienten als auch durch die Attribute des Grenzschatenstrahls. Falls ein nicht repräsentativer Grenzschatenstrahl bzgl. des Amplitudenverhaltens des primären Wellenfeldes vorliegt, kann z.B. eine lokale Amplitudenüberhöhung in den gesamten Diffusionsbereich einer Diffraktion übertragen werden. Falls zudem Mehrfachdiffraktionen zugelassen werden, wird diese Übergabe sogar an den gesamten Modellbereich erfolgen. Die modifizierte Edge-Wave-Formulierung unterbindet diese Weitergabe. Dies wird jedoch erkauft durch ein vermehrt lokales Auftreten von Amplitudenüberhöhungen bei Kaustikzonen durch die explizite Anwendung des Spreadingterms bei primären Diffraktionen, als auch bei Diffraktionen höherer Ordnung.

Ein weiteres Problem sind Geschwindigkeitskaustiken in der Nähe der Diffraktorlokation. Dieser Fall ist in der Theorie der Edge-Waves berücksichtigt worden, indem ein Mindestabstand von einer Diffraktorposition zur Geschwindigkeitskaustik gefordert wird. Bei der Berücksichtigung von Mehrfachdiffraktionen muß diese Bedingung auch für die Positionen zwei aufeinanderfolgender Diffraktoren erfüllt sein. Bei der praktischen Realisierung kann diese Bedingung anhand der virtuellen Quellpunkte aus der Wellenfrontkrümmung des diffraktierten und primär generierenden Wellenfeldes in der Beobachtungsebene abgeschätzt werden. Der vorgeschriebene Mindestabstand von einer Wellenlänge zwischen Diffraktorpunkt und Kaustik bzw. zwischen zwei Diffraktoren gilt strenggenommen nur innerhalb der Schattengrenzumgebung. Außerhalb dieser vergrößert sich der vorgeschriebene Mindestabstand nochmals. Falls diese Bedingung nicht eingehalten wird, resultiert eine zu geringe Dämpfung der diffraktierten Einsätze. Hierin mag eine weitere theoretische Begründung für die recht guten Ergebnisse einer maximalen Dämpfung von Diffraktionen bei den realen Strukturmodellen liegen.

8.4 Ausblick

Da in den vorangegangenen Kapiteln schon mögliche Erweiterungen und Problembereiche angesprochen worden sind, soll hier mehr auf den praktischen Nutzen dieser Modellierungstechnik eingegangen werden.

Bei der Interpretation von seismischen registrierten Wellenfeldern wird immer häufiger auf Inversions- und Migrationsmethoden zurückgegriffen. Da bei der Makromodellerstellung und Interpretation häufig alternative Lösungsmöglichkeiten bestehen, welche anhand der Inversions- oder Migrationsmethoden nicht ausgeschlossen werden können, kann die Modellierung eine Hilfestellung bei der Modellverifikation bieten. Hier eröffnet die erweiterte Strahlenmethode, mit der Möglichkeit einzelne Reflektorstrukturen aus einem komplexen Modell separat zu berechnen, erhebliche Rechenzeitvorteile gegenüber dem FD-Algorithmus.

Zur Entwicklung und Analyse von seismischen Bearbeitungsverfahren werden synthetische Eingabedaten für Testzwecke benötigt. Hier müssen ganze Akquisitionsgeometrien simuliert werden, sofern es sich um Mehrspurprozesse handelt, wie z.B. bei der Migration vor dem Stapeln. Da häufig Fallstudien von einfachen Modellstrukturen mit leicht abgewandelter Strukturgeometrie vorgenommen werden müssen, bietet hier die erweiterte Strahlenmethode einen weiteren Anwendungsbereich.

Zusätzlich zu dem reinen Modellierungsaspekt, mit dem Ziel realistische synthetische Seismogramme zu erzeugen, eröffnet diese Methode neue Wege bei der Migration von realen Daten. Ein relativ neuer Ansatz bei Migrationsverfahren ist die Kompensation von dynamischen Variationen im realen Seismogramm ("true amplitude migration"), welche durch eine strahlenseismische Vorwärtsmodellierung anhand eines angenäherten Makromodells abgeschätzt werden. Da die Standardverfahren zur strahlenseismischen Modellierung nur in glatten Medien Migrationsoperatoren mit kontinuierlichem Amplitudenverlauf liefern, waren die Modellvorgaben und Anwendungsbereiche entsprechend eingeschränkt. Mit dieser Erweiterung der Edge-Waves wird diese Einschränkung weitgehend aufgehoben, so daß auch für komplexe Modelle ein kontinuierlicher Amplitudenverlauf der Migrationsoperatoren gewährleistet wird (*Hoffmann et al., 1993*). Ein weiterer Anwendungsbereich bei der Migration ist die objektorientierte Migration von diffraktierenden Untergrundstrukturen. Da die Diffraktionen einen charakteristischen Phasenwechsel zwischen beleuchteter und Schattenzone aufweisen, kann diese dynamische Wellenfeldinformation dazu genutzt werden, die realen Daten auf dieses Wellenphänomen hin zu analysieren, um mögliche Diffraktorlokationen im Untergrund abzubilden. Dieses Verfahren wurde in der Arbeit von *Hoffmann (1995)* erstmalig unter Verwendung dieses Strahlenprogramms realisiert und konnte sowohl an synthetischen Daten als auch an realen Daten mit Erfolg angewandt werden.

Moderne Bearbeitungsstrategien von realen Daten führen keine konventionelle Trennung von Datenbearbeitung und Modellierung durch, sondern kombinieren beide miteinander. Folglich erhält die Strahlenmethode aufgrund ihrer Effizienz zur Berechnung von Wellenfeldattributen in 2D- und insbesondere in 3D Medien wieder einen neuen Stellenwert in der Geophysik. So finden die Strahlenmethoden Anwendung bei der Planung von Akquisitionsgeometrien bis hin zu Inversions- und Migrationsalgorithmen. In diesem Sinne sollte diese Arbeit als Beitrag zur Aufwertung der strahlenseismischen Verfahren angesehen werden.

Literaturverzeichnis

- Abramowitz, M. & Stegun, I. A., 1972. Handbook of mathematical functions, US Government Printing Office, Washington, DC.
- Alford, R. M., Kelly, K. R. & Boore, D. M., 1974. Accuracy of finite-difference modeling of the acoustic wave equation, *Geophysics*, **39**, 834-842.
- Ben-Menahem, A. & Beydoun, W. B., 1985. Range of validity of seismic ray and beam methods in general inhomogeneous media - I. General theory, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **82**, 207-234.
- Berg, A. van den, 1984. A hybrid solution for wave propagation problems in regular media with bounded irregular inclusions, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **79**, 1-10.
- Berg, A. van den, 1988. A hybrid solution for waves propagation problems in inhomogeneous media, in N. J. Vlaar, G. Nolet, M. J. R. Wortel, S. A. P. L. Cloetingh (eds.): Mathematical geophysics, D. Reidel, Dordrecht, 85-116.
- Bergmann, T., 1995. Wellen- und strahlenseismische Untersuchungen von diffraktierenden Grenzflächen in Theorie und Feldbeispielen, Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 107 pp.
- Bernasconi, G. & Druifuca, G., 1990. Rays and reflectivity: An Intermediate Approach, 60th SEG meeting, San Francisco, expanded abstracts, 1012-1014.
- Berryhill, J. R., 1977. Diffraction response for non zero separation of source and receiver, *Geophysics*, **42**, 1158-1176.
- Beydoun, W. B. & Ben-Menahem, A., 1985. Range of validity of seismic ray and beam methods in general inhomogeneous media - II. A canonical problem, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **82**, 235-262.

- Červený, V., 1985. The application of ray tracing to the numerical modelling of seismic wavefields in complex structures, in C. P. Dohr (ed.): *Seismic shear waves, Part A: Theory*, Geophysical Press, London, Amsterdam.
- Červený, V., 1989. Seismic ray theory, in D. E. James (ed.): *Encyclopedia of solid earth geophysics*, Van Nostrand Reinhold, New York, 1098-1108.
- Červený, V., Molotkov, I. A., & Běňčík, I., 1977. *Ray method in seismology*, Univerzita Karlova, Praha.
- Červený, V. & Pšenčík, I., 1984. Gaussian beams in two-dimensional elastic inhomogeneous media, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **72**, 417-433.
- Červený, V. & Soares, J. E. P., 1992. Fresnel volume ray tracing, *Geophysics*, **57**, 902-915.
- Cornier, V. F. & Spudich, P., 1984. Amplification of groundmotion and waveform complexity in fault zones: examples from the San Andreas and Calaveras faults, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **83**, 75-92.
- Denelle, E., Dezard, Y. & Raoult, J. J., 1986. 2-D prestack depth migration in the (S, G, W) domain, 56th SEG meeting, Houston, expanded abstracts, 327-330.
- Deregowski, S. M. & Brown, S. M., 1983. A theory of acoustic diffractors applied to 2-D models, *Geophys. Prosp.*, **31**, 293-333.
- Emmerich, H., 1989. 2-D wave propagation by a hybrid method, *Geophys. J. Int.*, **99**, 307-319.
- Emmerich, H., 1991. Hybrid-Verfahren für die Wellenausbreitung in lokal komplexen Medien, Seminar "Interpretationsmethoden der Krustenseismik", Neustadt/Weinstraße, Vortragslangfassung, 30 pp.
- Farra, V., 1990. Amplitude computation in heterogeneous media by ray perturbation theory: a finite element approach, *Geophys. J. Int.*, **103**, 341-354.

- Fertig, J. & Müller, G., 1979. Approximate diffraction theory for transparent half-planes with application to seismic-wave diffraction at coal seams, *J. Geophys.*, **46**, 349-367.
- Fock, V. A., 1965. Electromagnetic diffraction and propagation problems, Pergamon Press, New York.
- Frasier, C. W., 1970. Discrete time solution of plane P-SV waves in a plane layered media, *Geophysics*, **35**, 197-219.
- Gebrande, H., 1976. A seismic ray tracing method for two-dimensional inhomogeneous media, in P. Giese, C. Prodehl und A. Stein (eds.): Explosion seismology in Central Europe, Springer, Berlin.
- Gelchinsky, B. Ja. & Karaev, N. A., 1980. Theoretical and model investigation waves scattered by quasithin bodies of arbitrary shape, *Ann. Géophys.*, **36**, 509-518.
- Gurwitsch, I. I., 1970. Seismische Erkundung, Akad. Verlagsges., Geest und Portig, Leipzig.
- Hanyga, A. & Helle, H. B., 1990. Comparison of complex ray tracing with finite differences, 60th SEG meeting, San Francisco, expanded abstracts, 1032-1036.
- Hanyga, A. & Pajchel, J., 1995. Point-to-curve ray tracing in complicated geological models, *Geophys. Prosp.*, **43**, 859-872.
- Hilterman, F. J., 1975. Amplitudes of seismic waves - a quick look, *Geophysics*, **40**, 745-762.
- Hoffmann, H.-J., 1995. Objektorientierte Analyse und Migration diffraktierter Wellenfelder unter Verwendung der Strahlenmethode und der Edge-Wave-Theorie, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 152 pp.
- Hoffmann, H.-J., Klaeschen, D., Rabbel, W. & Flueh, E. R., 1993. Raytracing based migration operators for complex media and discontinuities by the edge-wave method, 55th EAEG meeting, Stavanger, expanded abstracts, 2 pp.
- Holberg, O., Pajchel, J., Riste, P. & Helle, H. B., 1990. Comparison of ray tracing and finite-difference modeling, 60th SEG meeting, San Francisco, expanded abstracts, 1037-1041.

- Kampfmann, W., 1988. A study of diffraction-like events on DEKORP 2-S by Kirchhoff theory, *J. Geophys.*, **62**, 163-174
- Keller, J. B., 1962. A geometrical theory of diffraction, *J. Opt. Soc. Am.*, **52**, 116-130.
- Kelly, K. R., Ward, R. W., Treitel, S. & Alford, R. M., 1976. Synthetic seismograms: a finite-difference approach, *Geophysics*, **41**, 2-27.
- Klaeschen, D. & von Huene, R., 1990. Ocean Drilling Program site survey seismic record - Oregon, Internat. Conf. on Fluids in Subduction Zones, Paris, abstracts volume, 1pp.
- Klaeschen, D., Rabbel, W. & Flueh, E. R., 1994. An automated ray method for diffraction modelling in complex media, *Geophys. J. Int.*, **116**, 23-38.
- Klem-Musatov, K. D., 1980. The theory of edge waves and its applications in seismology (in Russian), Nauka, Novosibirsk.
- Klem-Musatov, K. D. & Aizenberg, A. M., 1984. Ray method and the theory of edge waves, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **79**, 35-50.
- Klem-Musatov, K. D. & Aizenberg, A. M., 1985. Seismic modelling by methods of the theory of edge waves, *J. Geophys.*, **57**, 90-105.
- Klem-Musatov, K. D. & Aizenberg, A. M., 1989. The edge wave superposition method (2-D scalar problem), *Geophys. J. Int.*, **99**, 351-367.
- Klem-Musatov, K. D., Aizenberg, A. M., Pajchel, J. & Helle, H. B., 1994. Edge & tip diffractions - theory and applications in seismic prospecting, Lecture notes, Bergen 1993-1994, 178 pp.
- Korn, M., 1991. Die Modellierung seismischer Wellen in heterogenen Medien - ein Überblick, Seminar "Interpretationsmethoden der Krustenseismik", Neustadt/Weinstraße, Vortragslangfassung, 43 pp.

- Kosloff, D., Filho, A. Q., Tessmer, E. & Behle, A., 1989. Numerical solution of the acoustic and elastic wave equations by a new rapid expansion method, *Geophys. Prosp.*, **37**, 383-394.
- Kravtsov, Yu. A. & Orlov, Yu. I., 1979. On validity conditions of the geometrical optics method, in: Recent problems of propagation and scattering of waves, *IRE Acad. Sci. USSR*, Moscow (in Russian).
- Kravtsov, Yu. A. & Orlov, Yu. I., 1980. Geometrical optics of homogeneous media (in Russian), Nauka, Moscow.
- Krawczyk, C. M., 1995. Detachment tectonics during continental Rifting off the West Iberia Margin: Seismic reflection and drilling constraints, GEOMAR Report 37, Kiel, 133 pp.
- Kummer, B., Behle, A. & Dorau, F., 1987. Hybrid modelling of elastic wave propagation in 2D laterally inhomogeneous media, *Geophysics*, **52**, 765-771.
- Kunerth, T., 1990. Vergleich von Methoden zur Berechnung von Reflektivitäten und Transmissivitäten, Diplomarbeit, Universität Frankfurt.
- Lafond, C. F. & Levander, A. R., 1990. Fast and accurate dynamic raytracing in heterogeneous media, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **80**, 1284-1296.
- MacKay, M. E., Moore, G. F., Cochrane, G. R., Moore, J. C. & Kulm, L. D., 1992. Landward vergence and structural trends in the Oregon margin accretionary prism: Implications and effect on fluid flow, *Earth Planet. Sci. Lett.*, **109**, 477-491.
- MacKay, M. E., Moore, G. F., Klaeschen, D. & von Huene, R., 1995. The case against porosity change: Seismic velocity decrease at the toe of the Oregon accretionary prism, *Geology*, v. 23, **9**, 827-830.
- Mitchel, A. R., 1969. Computation methods in partial differential equations, John Wiley, New York.
- Müller, G., 1985. The reflectivity method: a tutorial, *J. Geophys.*, **58**, 153-174.

- Narod, B. B. & Yedlin, M. J., 1986. A basic acoustic diffraction experiment for demonstrating the theory of diffraction, *Am. J. Phys.*, **54**, No 12, 1121-1126.
- Ottaviani, M., 1971. Elastic wave propagation in two evenly-welded quater-spaces, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **61**, 1119-1152.
- Pajchel, J., Helle, H. B. & Frøyland, L., 1987. A 2-D raytrace modelling software package: user's manual, Internal Report, Norsk Hydro Research Centre.
- Rabbel, W., 1987. Seismische Erkundung oberflächennaher Störzonen: Strahlentheoretische Grundlagen und Feldbeispiele, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 229 pp.
- Reston, T. J., Krawczyk, C. M. & Hoffmann, H.-J., 1995. Detachment tectonics during Atlantic rifting: analysis and interpretation of the S reflection, west Galicia margin, in Scrutton, R. A., Stoker, M. S., Shimmield, G. B. & Tudhope, A. W. (eds.): The Tectonics, Sedimentation and Palaeoceanography of the North Atlantic Region, Geological Society Special Publication, **90**, 93-109.
- Sandmeier, K.-J., 1990. Untersuchungen der Ausbreitungseigenschaften seismischer Wellen in geschichteten und streuenden Medien, Dissertation, Universität (TH), Karlsruhe, 111 pp.
- Shtivelman, V., 1984. A hybrid method for wave field computation, *Geophys. Pros.*, **32**, 236-257.
- Shtivelman, V., 1985. Two-dimensional acoustic modeling by a hybrid method, *Geophysics*, **50**, 1273-1284.
- Stolt, R. M., 1978. Migration by fourier transforms, *Geophysics*, **43**, 23-48.
- Suetsugu, D., 1989. Lower mantle high-velocity zone beneath the Kurils as inferred from P-wave travel time and amplitude data, *J. Phys. Earth*, **37**, 265-295.
- Tal-Ezer, H., Kosloff, D. & Koren, Z., 1987. An accurate scheme for seismic forward modeling, *Geophys. Prosp.*, **35**, 479-490.

- Teßmer, M. E., 1990. Seismische Modellierung unter Berücksichtigung der freien Oberfläche mithilfe einer spektralen Tschebyscheff-Methode, *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg*, **11**, 108 pp.
- Trorey, A. W., 1977. Diffractions for arbitrary source-receiver locations, *Geophysics*, **42**, 1177-1182.
- Tygel, M. & Hubral, P., 1987. Transient waves in layered media, *Elsevier*, 1987.
- Vidale, J. E., 1987. Waveform effect of a high-velocity subducted slab, *Geoph. Res. Letters*, **14**, 542-545.
- Wang, X. & Waltham, D., 1995. The stable-beam seismic modelling method, *Geophys. Prosp.*, **43**, 939-961.
- Wenzel, F., Sandmeier, K.-J. & Wälde, W., 1987. Properties of the lower crust from modeling of refraction and reflection data, *J. Geophys. Res.*, **92**, 11575-11583.